

JAERI-M
83-176

高温ガス冷却炉・格子燃焼計算コード
—DELIGHT-6—

1983年11月

土井 猛*・新藤 隆一・平野 光将・高野 誠

JAERI-M レポートは、日本原子力研究所が不定期に公刊している研究報告書です。

入手の間合わせは、日本原子力研究所技術情報部情報資料課（〒319 11 茨城県那珂郡東海村）あて、お申しこしください。なお、このほかに財団法人原子力弘済会資料センター（〒319 -11 茨城県那珂郡東海村 日本原子力研究所内）で複写による実費頒布をおこなっております。

JAERI-M reports are issued irregularly.

Inquiries about availability of the reports should be addressed to Information Section, Division of Technical Information, Japan Atomic Energy Research Institute, Tokai-mura, Naka-gun, Ibaraki-ken 319-11, - Japan.

© Japan Atomic Energy Research Institute, 1983

編集兼発行	日本原子力研究所
印刷	日立高速印刷株式会社

高温ガス冷却炉・格子燃焼計算コード

—DELIGHT-6—

日本原子力研究所 動力炉開発・安全性研究管理部
土井 猛*・新藤 隆一・平野 光将・高野 誠

(1983年10月4日受理)

DELIGHT-6は、高温ガス冷却炉のように被覆燃料粒子を用いた燃料格子の中性子スペクトルを計算し、炉心特性解析用の群定数を作成するための格子燃焼計算コードであり、以下に示すような特徴を持つ。

- (1) 速中性子領域(10 MeV ~ 2.38 eV)のスペクトルは61群の P_1 あるいは B_1 近似で、熱中性子領域(2.38 eV ~ 0 eV)のスペクトルは50群の P_1 あるいは P_0 近似で計算する。
- (2) 共鳴吸収計算にはIR法が用いられ、燃料格子の2重非均質性(被覆燃料粒子と燃料棒)を考慮することが出来る。
- (3) 燃料格子の臨界計算・燃焼計算は、ポイントモデルの他、衝突確率法を用いた1次元モデルでも行なうことが出来る。燃焼チェーンには、Th・U系及びU・Pu系を採り入れである。
- (4) 可燃性毒物の吸収計算は衝突確率法を用いて行ない、可燃性毒物格子の2重非均質性(可燃性毒物粒子と可燃性毒物棒)を考慮することが出来る。
- (5) 補助機能として、
 - ① ^{240}Pu 共鳴の空間遮蔽因子計算、
 - ② 空孔、空隙からの中性子ストリーミング効果の考慮、
 - ③ 格子内中性子束分布の拡散計算、
 - ④ 燃焼依存Xe & Sm 吸収断面積の算出、等を行なうことが出来る。
- (6) 速中性子領域及び熱中性子領域の核データ・ライブラリーには、ENDF/B-4を処理したものを用いているが、Xe, Sm, FP等の燃焼データはENDF/B-3から採った。また、黒鉛の熱中性子散乱断面積には黒鉛の結晶効果を採り入れている。
- (7) 燃料格子の燃焼依存巨視定数がCITATIONコード用に出力される。その他、任意の組成の物質に対する巨視定数をCITATIONコード及びTWOTRANコード用に出力することも出来る。但し、散乱断面積は P_1 成分までである。

*石川島播磨重工株

DELIGHT-6 : One dimensional lattice burn-up
code for high temperature gas-cooled reactors

Takeshi DOI*, Ryuichi SHINDO, Mitsumasa HIRANO,
Makoto TAKANO
Department of Power Reactor Projects, JAERI

(Received October 4, 1983)

The code, DELIGHT-6, performs multi-group neutron spectrum calculation and provides few-group constants for succeeding core calculations. The main objective of the code is to serve as the lattice burn-up code for the core of a very high temperature gas-cooled reactor. The fuel rods of the reactor contain many coated fuel particles resulting double heterogeneous arrangement.

The main calculational schema of DELIGHT-6 code is as follows;

(1) Energy range for fast neutrons covers from 10 MeV to 2.38 eV and is divided into 61 fine groups. In the energy range, P_1 or B_1 approximation has been employed for the spectrum calculation.

The thermal neutrons covers the rest of the energy range from 2.38 eV to 0 eV. Thermal spectrum is calculated by P_1 or P_0 approximation with 50 fine groups.

(2) To treat resonance absorption, IR method is employed. The method allows the code to take double heterogeneous arrangement of the fuel lattice into account.

(3) Zero and one dimensional models are available for the fuel lattice geometry and used for criticality and burn-up calculations. Collision probability method is adopted for the calculation of one dimensional model. The code has nuclide chains of burn-up for Thorium-Uranium and Uranium-Plutonium systems.

(4) Shielding factor of burnable poison is calculated by collision probability method. Employing the method, double heterogeneous arrangement, generated by the structure of rods with many poison grains, could be treated easily.

* Ishikawajima-Harima Heavy Ind. Co.

- (5) Other functions of the code are;
- ① Spatial shielding factor calculation of ^{240}Pu ,
 - ② Calculation of neutron streaming effect caused by a gap or a hole in the fuel lattice,
 - ③ Calculation of neutron flux distribution in the fuel lattice by diffusion theory,
 - ④ Calculation of Xe and Sm absorption cross sections with burn-up.
- (6) Cross section library in both fast and thermal energy range is compiled from ENDF/B-4 except burn-up data of Xm , Sm and pseudo FPs which are supplied by ENDF/B-3. And the scattering cross section of thermal neutrons is calculated with the model which the chemical binding effect of graphite is considered.
- (7) The code provides the macroscopic group constants of fuel lattice with burn-up in CITATION input format. Furthermore, macroscopic group constants can be obtained for any mixture of materials in CITATION and TWOTRAN input formats (up to P_1 component for scattering).

Keywords: Resonance Absorption, Double Heterogeneity,
Neutron Spectrum, Collision Probability,
Effective Cross Section, Group Constants,
Fuel Lattice, Burnable Poison,
Lattice Brunup, Nuclear Design,
Reactor Physics, Computer code, One Dimensional Cell,
High Temperature Gas-Cooled Reactors.

目 次

1. はじめに	1
2. DELIGHT-6 の概要	1
2.1 計算の対象体系	1
2.2 計算機能	2
2.3 核データ・ライブラリー	6
3. 計算理論	11
3.1 多群核定数の計算	11
3.1.1 共鳴吸収計算	11
3.1.2 熱中性子散乱断面積の計算	23
3.2 中性子スペクトル計算	27
3.2.1 速中性子スペクトル計算	27
3.2.2 熱中性子スペクトル計算	30
3.3 臨界計算・燃焼計算	32
3.3.1 燃料格子実効断面積計算	32
3.3.2 可燃性毒物格子実効断面積計算	34
3.3.3 臨界計算	38
3.3.4 燃焼計算	41
3.4 補助計算機能	50
3.4.1 中性子漏洩効果の計算	50
3.4.2 格子内中性子束分布の計算	54
3.4.3 Xe および Sm 吸収断面積の分離	59
3.4.4 中性子平均速度の算出	60
4. プログラム構成	62
4.1 プログラムの概要	62
4.2 サブルーチン	62
4.3 ディメンジョン変更	62
5. 使用法	72
5.1 入力データ	72
5.2 出力データ	88
5.2.1 核特性量の出力	88
5.2.2 断面積の出力	93
5.3 ジョブ・コントロール	94
5.4 サンプル問題	96
6. おわりに	100

参考文献	100
付録 1 $P_0(x)$ の計算	102
付録 2 $G(R, x), S(R, x)$ の計算	102
付録 3 $P_c(x)$ の計算	103
付録 4 $K_{i_d}(x)$ の計算	104
付録 5 JMSLALOM の計算モデル	105
付録 6 半固定入力定数	111
付録 7 衝突確率函数 W_ℓ, T_ℓ, Q'_ℓ および $F(\alpha)$ の計算	111
付録 8 XEDIT の入力データ	113
付録 9 サンプル問題 (CASE 2) の出力リスト	114

CONTENTS

1.	Introduction	1
2.	General description of DELIGHT-6 code	1
2.1	Calculational geometry	1
2.2	Calculational scheme	2
2.3	Nuclear data library	6
3.	Theory of calculation	11
3.1	Calculation of multi-group nuclear constants	11
3.1.1	Resonance absorption calculation	11
3.1.2	Thermal scattering cross section calculation	23
3.2	Neutron spectrum calculation	27
3.2.1	Fast neutron spectrum calculation	27
3.2.2	Thermal neutron spectrum calculation	30
3.3	Criticality and burnup calculation	32
3.3.1	Effective cross section calculation for fuel lattice	32
3.3.2	Effective cross section calculation for burnable poison lattice	34
3.3.3	Criticality calculation	38
3.3.4	Burnup calculation	41
3.4	Auxiliary functions	50
3.4.1	Neutron streaming effect	50
3.4.2	Neutron flux distribution in fuel lattice	54
3.4.3	Derivation of Xe and Sm absorption cross sections	59
3.4.4	Derivation of average neutron velocity	60
4.	Program structure	62
4.1	General description of program	62
4.2	Subroutines	62
4.3	Modification of dimensions	62
5.	Users manual	72
5.1	Input data	72
5.2	Output data	88
5.2.1	Output of nuclear properties	88
5.2.2	Output of cross sections	93
5.3	Job control language	94
5.4	Sample problem	96
6.	Concluding remarks	100

References	100
Appendix 1 Calculation of $P_0(x)$	102
Appendix 2 Calculation of $G(R,x)$, $S(R,x)$	102
Appendix 3 Calculation of $P_c(x)$	103
Appendix 4 Calculation of $K_{i4}(x)$	104
Appendix 5 Calculation model of JMSLALOM	105
Appendix 6 Half-fixed input data	111
Appendix 7 Calculation of collision probability function W_ℓ , T_ℓ , Q_ℓ' and $F(\alpha)$	111
Appendix 8 Input data of XEDIT	113
Appendix 9 Output list of sample problem (CASE 2)	114

1. はじめに

高温ガス冷却炉のような被覆燃料粒子を使用した燃料と黒鉛減速材とを用いる燃料格子の核特性を解析するためのコードとしてDELIGHT⁽¹⁾が開発されて以来、数多くの改良⁽²⁾⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁵⁾が加えられ、多目的高温ガス実験炉の設計や特性解析に用いられ、その使用実績も多く重ねられて来た。また、特にDELIGHT-4コードについては臨界実験解析や他コードとの比較を通して、その計算精度が把握され、同時に理論的及びプログラム上の改良点も摘出された。その後、それらの結果にもとづき計算精度向上のための理論の詳細化、計算に際しての使い易さ、出力量の充実、等の観点から改良を加え、DELIGHT-5⁽⁶⁾及びDELIGHT-6を作成した。DELIGHT-6のDELIGHT-4からの主な改良点は①IR法に基づく共鳴吸収計算法及び実効断面積計算法、②燃料格子計算及び可燃性毒物格子計算のための衝突確率法プログラムJMSLALOM⁽⁷⁾の組込み、③熱中性子スペクトル計算への P_1 近似の導入、④主要コモン文のバリアブル・ディメンジョン化、⑤断面積出力の充実、等である。なお、核データ・ライブラリーに関しては、DELIGHT-4⁽⁸⁾の場合からは基本的には変更されていない。

本報告書はDELIGHT-6の使用マニュアルとして作成したものであり、計算理論、プログラム構成、使用法等について説明したものである。なお、DELIGHT-6には、DELIGHT-4で採用されていた従来からある計算機能も保持しているが、本報告書での計算理論、計算モデルの説明は、改良されたものあるいは新たに付け加えられたものに重点を置いてなされている。

2. DELIGHT-6の概要

2.1 計算の対象体系

DELIGHT-6には、2重非均質性を持つ燃料格子（被覆燃料粒子と燃料棒）あるいは2重非均質性を持つ可燃性毒物格子（BP粒子とBP棒）の中性子束分布を求め、燃焼度依存の格子実効断面積を作成する機能があり、この計算のために対象とする形状・諸元を設定する必要がある。

(1) 燃料格子

燃料格子はFig. 2. 1. 1に示すように、1次元円筒座標のモデルとして扱われ、内側から順次

- ① 内側冷却材
- ② 内側黒鉛スリーブ
- ③ 燃料コンパクト
- ④ 外側黒鉛スリーブ
- ⑤ 外側冷却材

1. はじめに

高温ガス冷却炉のような被覆燃料粒子を使用した燃料と黒鉛減速材とを用いる燃料格子の核特性を解析するためのコードとしてDELIGHT⁽¹⁾が開発されて以来、数多くの改良⁽²⁾⁽³⁾⁽⁴⁾⁽⁵⁾が加えられ、多目的高温ガス実験炉の設計や特性解析に用いられ、その使用実績も多く重ねられて来た。また、特にDELIGHT-4コードについては臨界実験解析や他コードとの比較を通して、その計算精度が把握され、同時に理論的及びプログラム上の改良点も摘出された。その後、それらの結果にもとづき計算精度向上のための理論の詳細化、計算に際しての使い易さ、出力量の充実、等の観点から改良を加え、DELIGHT-5⁽⁶⁾及びDELIGHT-6を作成した。DELIGHT-6のDELIGHT-4からの主な改良点は①IR法に基づく共鳴吸収計算法及び実効断面積計算法、②燃料格子計算及び可燃性毒物格子計算のための衝突確率法プログラムJMSLALOM⁽⁷⁾の組込み、③熱中性子スペクトル計算への P_1 近似の導入、④主要コモン文のバリアブル・ディメンジョン化、⑤断面積出力の充実、等である。なお、核データ・ライブラリー⁽⁸⁾に関しては、DELIGHT-4の場合からは基本的には変更されていない。

本報告書はDELIGHT-6の使用マニュアルとして作成したものであり、計算理論、プログラム構成、使用法等について説明したものである。なお、DELIGHT-6には、DELIGHT-4で採用されていた従来からある計算機能も保持しているが、本報告書での計算理論、計算モデルの説明は、改良されたものあるいは新たに付け加えられたものに重点を置いてなされている。

2. DELIGHT-6の概要

2.1 計算の対象体系

DELIGHT-6には、2重非均質性を持つ燃料格子（被覆燃料粒子と燃料棒）あるいは2重非均質性を持つ可燃性毒物格子（BP粒子とBP棒）の中性子束分布を求め、燃焼度依存の格子実効断面積を作成する機能があり、この計算のために対象とする形状・諸元を設定する必要がある。

(1) 燃料格子

燃料格子はFig. 2. 1. 1に示すように、1次元円筒座標のモデルとして扱われ、内側から順次

- ① 内側冷却材
- ② 内側黒鉛スリーブ
- ③ 燃料コンパクト
- ④ 外側黒鉛スリーブ
- ⑤ 外側冷却材

⑥ 黒鉛ブロック

の各領域から構成される。燃料コンパクトは、燃料カーネルにコーティングを施した被覆燃料粒子と、それを分散させた黒鉛マトリックスから成る。

燃料格子のモデルは、中性子スペクトル計算、共鳴吸収計算、燃料格子の実効断面積計算で使用される。また、被覆燃料粒子のモデル^{*}は、2重非均質性を扱う場合の共鳴吸収計算で用いられる。

(2) 可燃性毒物格子

可燃性毒物（以降、BPと記す場合もある）格子はFig. 2.1.2に示すように、BP棒と均質化燃料（燃料格子の組成を均質化したもの）から成り、1次元円筒座標で扱われる。BP棒はBP粒子とそれらを分散した黒鉛マトリックスから成り、1個のBP粒子に対応する格子が1次元球座標で扱われる。

2.2 計算機能

DELIGHT-6で行なう計算の機能と概略フローをFig. 2.2.1に示す。

(1) 多群定数の処理

速中性子領域61群、熱中性子領域50群（合計111群、以降多群と呼ぶ）の微視断面積を必要な核種毎にライブラリーから読み込み、共鳴吸収計算の必要な核種（²³²Th, ²³⁸U）には、燃料格子の2重非均質性を考慮したIR法を用いて共鳴領域実効断面積を計算する。自由ガス・モデルによる熱中性子散乱断面積は、O, He, H, Be, Dの核種に対して計算され、Nelkinモデルによる散乱断面積はH(H₂O)に対して計算される。

(2) 中性子スペクトル計算

燃料格子の中性子スペクトルがポイントモデルに基づいて多群で計算される。速中性子領域での中性子の漏れが中性子スペクトルに及ぼす効果は、バックリングを通しP₁近似あるいはB₁近似で扱われ、熱中性子領域ではP₀近似あるいはP₁近似で扱われる。負のバックリングに対する中性子スペクトルも計算することが出来る。

(3) 多群微視定数の出力

多群の中性子スペクトル、中性子流とともに、多群微視定数を指定された核種毎にファイルに出力する。このファイルから付属プログラムXEDITを用いて、任意の組成、任意の群数の巨視定数を縮約して求めることが出来る。

(4) 少数群への縮約

中性子スペクトル、中性子流を用いて、中性子スペクトル計算に寄与した全ての核種の微視断面積を縮約する（以降、この群構造を少数群と呼ぶ）。

(5) SPECIAL MATERIAL断面積の出力

少数群微視定数と、SPECIAL MATERIAL用に入力された原子数密度から少数群の巨視定数をファイルに出力する。出力形式はCITATIONコード及びTWOTRANコード用（散

* 燃料カーネルと黒鉛減速材（燃料カーネル被覆層を含む）の2領域からなる1次元球形格子を示す。

乱断面積 P_1 成分を含む)である。

(6) 燃料格子計算

燃料格子の組成を均質化し、実効断面積を作成する際、単に領域毎の原子数密度を空間体積を重みとして平均化する方法(ポイント・モデル)と、燃料格子内の中性子束分布を衝突確率法による輸送計算から求め、それを重みとして領域毎の巨視群定数を平均化する方法(非均質燃料格子計算)のいずれかを選ぶことが出来る。

(7) 可燃性毒物格子計算

B P 棒と均質化燃料の実効断面積は、2領域モデルあるいは多領域モデルの衝突確率法による輸送計算からB P 棒の自己遮蔽因子を計算して求める。粒子構造を持つB P 棒の実効断面積は、2領域モデルの衝突確率法から求める。

(8) 臨界計算・燃焼計算

均質化された燃料格子の実効断面積(可燃性毒物を含む場合もある)を用い、ポイント・モデルにより少数群の臨界計算を行ない、中性子スペクトル、格子増倍率等を求める。燃焼計算を行なう場合には、燃焼に伴って組成が変化する核種の反応率や、燃焼度等を計算する。

(9) 均質化定数の出力

燃料格子の均質化定数を、少数群で燃焼度依存に出力し、また臨界計算で得られた中性子スペクトルを用いて縮約した均質化定数(以降、この群構造を縮約群と呼ぶ)を燃焼度依存に出力する。出力形式はCITATIONコード用である。

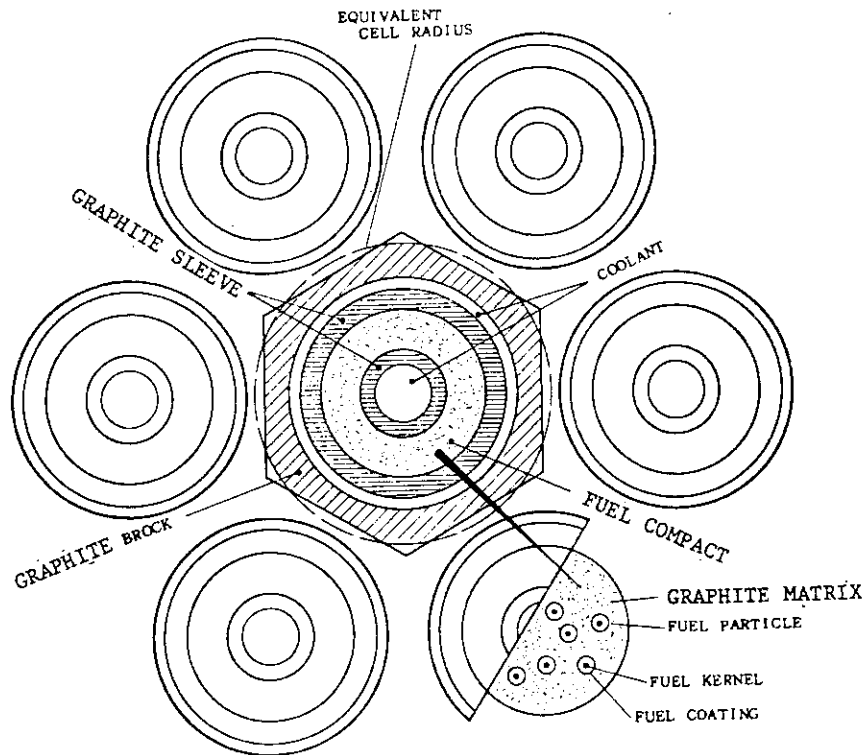


Fig. 2. 1.1 Fuel lattice configuration for DELIGHT-6 calculation.

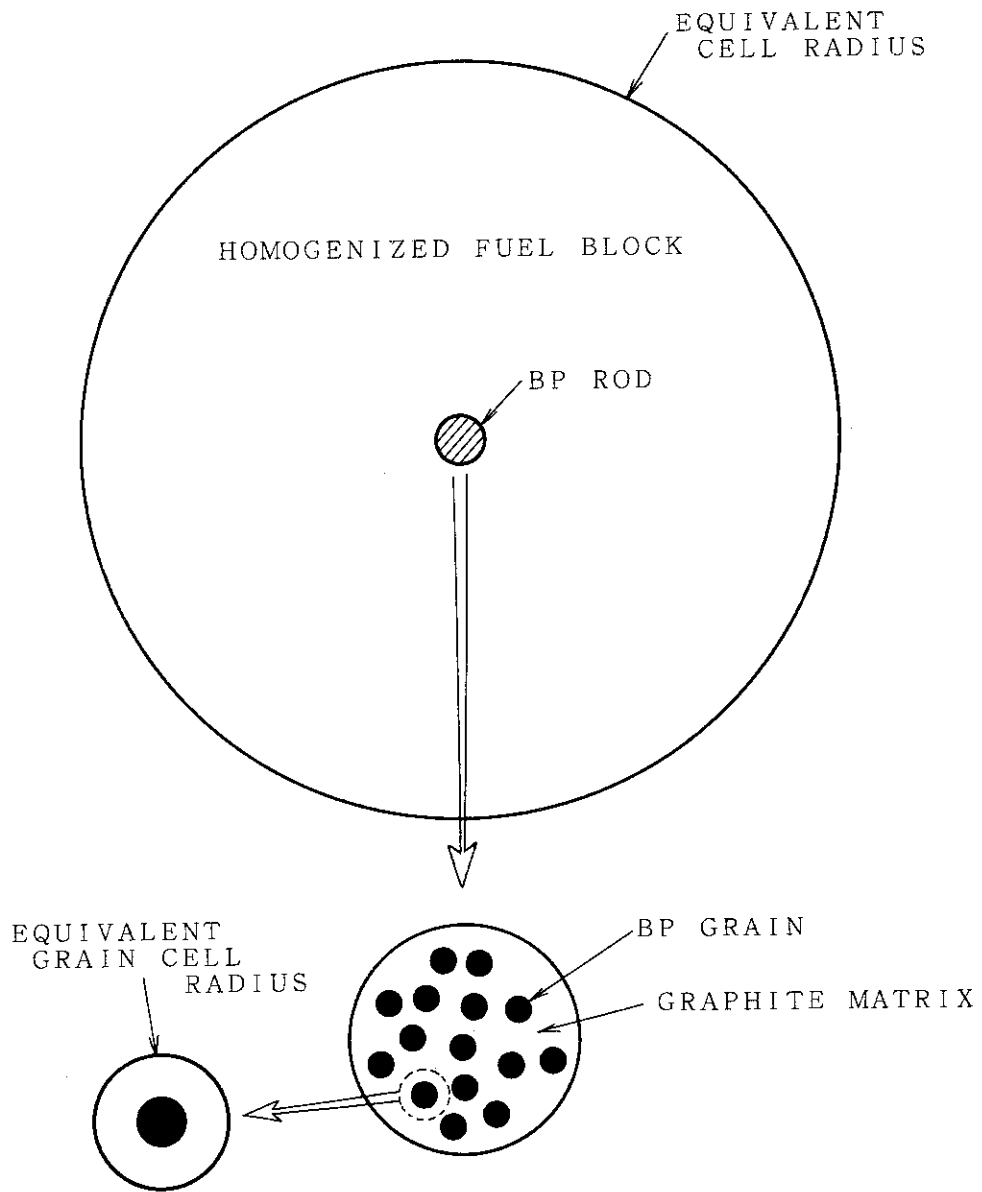


Fig.2.1.2 Burnable poison lattice configuration for DELIGHT-6 calculation.

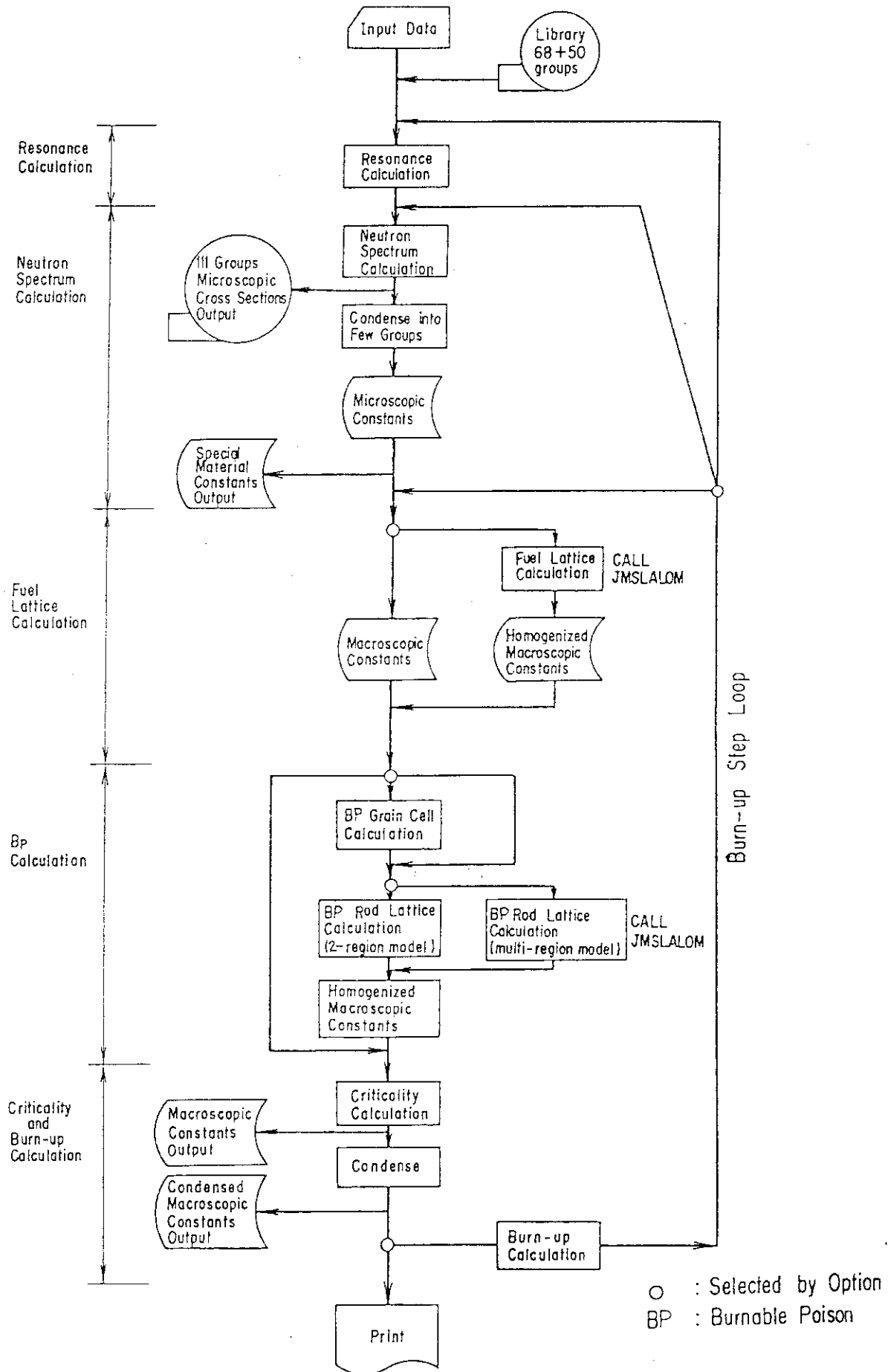


Fig. 2. 2. 1 Calculational Flow of DELIGHT-6.

2.3 核データ・ライブラリー

本コードにおけるデータ・ライブラリーはTable 2.3.1に示す各核種について準備されている。このデータ・ライブラリーは基本的には核データファイルENDF/B-IVに基づいており、FPに対するもの及びその他一部についてはENDF/B-IIIから作成されたものである。

まず、速中性子スペクトル計算用データ・ライブラリーはENDF/B-III, IVから多群定数作成コードSUPER⁽⁹⁾TOG-3を用いてマスターライブラリーを作り、その後JIMCOF⁽⁸⁾で必要な核種を抜き出して編集している。

このライブラリーは次の構成をもつ。

- ① 制御用定数
- ② 核分裂スペクトル
- ③ 核種毎微視断面積
 - i) $\sigma_a^i, \sigma_f^i, \nu^i$ ($i=1, 68$)
 - ii) $\sigma_{in}^{i \rightarrow j}, \sigma_{n,2n}^{i \rightarrow j}, \sigma_{0s}^{i \rightarrow j}, \sigma_{1s}^{i \rightarrow j}$ (最大; $i=1, 68, j=i, 69$)
 - iii) resonance parameter (E_r, Γ_r, Γ_n , 制御用定数)

なお、共鳴パラメーターは²³²Th及び²³⁸Uについてのみ準備されており、他の中重核種の共鳴領域断面積には無限稀釈のものが用いられている。速中性子領域の多群構造をFig.2.3.2に示す。

一方、熱中性子スペクトル計算用データ・ライブラリーは速中性子に対するデータと同様ENDF/B-IIIまたはIVから多群定数作成用コードTHERMO-FILE, -LIB, -SEC⁽¹⁰⁾を使用してマスターライブラリーを作り、その後やはりJIMCOFにより必要な核種を抜き出し編集している。

このライブラリーは次の構成をもつ。

- ① 制御用定数
- ② 核種毎微視断面積
 - i) $\sigma_t^i, \sigma_{e1}^i, \sigma_a^i$ ($i=1, 50$)
 - ii) ν, σ_f^i ($i=1, 50$) (燃料核種のみ)
 - iii) σ_s^i ($i=1, 50$) (但し, Xeのみ)

なお、散乱マトリックスについては炭素に関しては後に述べるが、炭素以外の核種のうち(必要なら炭素も含めうる)O, He, H, Be, Dは自由ガスモデルで計算される。また、Hについては、水の分子結合を考慮したNelkinモデルによっても散乱マトリックスを計算することも出来る。

熱中性子領域の多群構造をTable 2.3.3に示す。

本コードでは黒鉛に対して温度点ごとにその化学結合効果を考慮した散乱(断面積)マトリックスがライブラリー・データとして内蔵されており、実際の格子スペクトル計算では使用温度を指定し、その温度に対するデータを取り出して使用するようになっている。

本散乱カーネル作成における主な計算モデルならびに計算条件は次の通り。

① エネルギー区分

2.38eV ~ 0eV を Table 2.3.3 に示すように区分した 50 群モデル。

② 温度点

- i) 300°K - 0.02585 eV
- ii) 600 " - 0.05170 "
- iii) 900 " - 0.07755 "
- iv) 1200 " - 0.10340 "
- v) 1500 " - 0.12925 "

③ 使用コード THRUSH⁽¹¹⁾④ 理論モデル⁽¹²⁾

- i) 散乱過程 非干渉散乱近似
- ii) 黒鉛の格子振動 吉森-北野モデル⁽¹³⁾
- iii) 振動数分布 Young-Koppel 等方振動数分布⁽¹⁴⁾

なお、散乱カーネルの使用温度は②に示した 5 温度点のみであり、内挿・外挿は行なわずに
入力された減速材温度に最も近い温度点のカーネルが中性子スペクトル計算に使用される。

また、このほかに弾性干渉散乱を考慮した散乱マトリックスも作成され使用可能となってい
る。

このほかのライブラリーデータとしては反応率計算での規格化用データ (thermal column
値) 及び燃焼計算用のデータとしてのエネルギー収率, 崩壊定数, 核分裂生成物の収率がある
が, これらの値はまとめて付録 6 に示しておいた。

Table 2.3.1 Identification number of nuclides in DELIGHT-6 library

No.	Nuclide	No.	Nuclide	No.	Nuclide
1	Th-232 (R)	21	SSFP (U-235)	41	Ni
2	Pa-233	22	" (Pu-239)	42	Nb
3	U-233	23	" (Pu-241)	43	Mo
4	U-234	24	RSFP (U-233)	44	W
5	U-235	25	" (U-235)	45	Eu
6	U-236	26	" (Pu-239)	46	Gd
7	Np-237	27	" (Pu-241)	47	Cd-natural
8	U-238 (R)	28	B-10	48	Cd-113
9	Pu-239	29	B-11	49	N
10	Pu-240	30	C-12 (F, K)	50	H(H ₂ O)(N)
11	Pu-241	31	O-16 (F)	51	He-3
12	Pu-242	32	He (F)		
13	Am-243	33	Si		
14	Xe-135	34	H (F)		
15	Sm-149	35	D (F)		
16	NSFP (U-233)	36	Be (F)		
17	" (U-235)	37	Al		
18	" (Pu-239)	38	Fe		
19	" (Pu-241)	39	Cr		
20	SSFP (U-233)	40	Mn		

Note. R : Resonance parameters are included.

K : Thermal scattering kernels are prepared in library data.

F : Thermal scattering cross sections are calculated by free gas model.

N : Thermal scattering cross sections are calculated by Nelkin model.

Table 2.3.2 Energy structure in fast neutron spectrum calculation.

Group	Lethergy (Lower)	Energy (Lower, eV)	Group	Lethergy (Lower)	Energy (Lower, eV)
1*	0.25	7.79×10^6	35	8.75	1.59×10^3
2	0.50	6.07×10^6	36	9.00	1.23×10^3
3	0.75	4.72×10^6	37	9.25	961
4	1.00	3.68×10^6	38	9.50	748
5	1.25	2.87×10^6	39	9.75	583
6	1.50	2.23×10^6	40	10.00	454
7	1.75	1.74×10^6	41	10.25	354
8	2.00	1.35×10^6	42	10.50	275
9	2.25	1.05×10^6	43	10.75	215
10	2.50	8.21×10^5	44	11.00	167
11	2.75	6.39×10^5	45	11.25	130
12	3.00	4.98×10^5	46	11.50	101
13	3.25	3.88×10^5	47	11.75	78.9
14	3.50	3.02×10^5	48	12.00	61.4
15	3.75	2.35×10^5	49	12.25	47.9
16	4.00	1.83×10^5	50	12.50	37.3
17	4.25	1.43×10^5	51	12.75	29.0
18	4.50	1.11×10^5	52	13.00	22.6
19	4.75	8.65×10^4	53	13.25	17.6
20	5.00	6.74×10^4	54	13.50	13.7
21	5.25	5.25×10^4	55	13.75	10.68
22	5.50	4.09×10^4	56	14.00	8.32
23	5.75	3.18×10^4	57	14.25	6.48
24	6.00	2.48×10^4	58	14.50	5.04
25	6.25	1.93×10^4	59	14.75	3.93
26	6.50	1.50×10^4	60	15.00	3.06
27	6.75	1.17×10^4	61	15.25	2.38
28	7.00	9.12×10^3	62	15.50	1.86
29	7.25	7.10×10^3	63	15.75	1.44
30	7.50	5.53×10^3	64	16.00	1.125
31	7.75	4.31×10^3	65	16.25	0.876
32	8.00	3.36×10^3	66	16.50	0.683
33	8.25	2.61×10^3	67	16.75	0.532
34	8.50	2.04×10^3	68	17.00	0.414

* The upper energy of first group is 10^7 ev.

Table 2.3.3 Energy structure in thermal neutron spectrum calculation.

Group	Energy (Upper, eV)	Width (eV)	Group	Energy (Upper, eV)	Width (eV)
1	0.002	0.002	26	0.55	0.1
2	0.004	0.002	27	0.65	0.1
3	0.006	0.002	28	0.75	0.1
4	0.008	0.002	29	0.85	0.1
5	0.015	0.007	30	0.95	0.1
6	0.025	0.01	31	0.99	0.04
7	0.035	0.01	32	1.01	0.02
8	0.045	0.01	33	1.03	0.02
9	0.055	0.01	34	1.045	0.015
10	0.065	0.01	35	1.055	0.01
11	0.075	0.01	36	1.065	0.01
12	0.085	0.01	37	1.08	0.015
13	0.105	0.02	38	1.10	0.02
14	0.135	0.03	39	1.16	0.06
15	0.165	0.03	40	1.24	0.08
16	0.195	0.03	41	1.35	0.11
17	0.225	0.03	42	1.45	0.1
18	0.255	0.03	43	1.55	0.1
19	0.285	0.03	44	1.65	0.1
20	0.295	0.01	45	1.75	0.1
21	0.305	0.01	46	1.85	0.1
22	0.335	0.03	47	1.95	0.1
23	0.35	0.015	48	2.05	0.1
24	0.39	0.04	49	2.15	0.1
25	0.45	0.06	50	2.38	0.23

3. 計算理論

3.1 多群核定数の計算

ここでは中性子スペクトル計算に必要な各核種の多群微視定数を準備するための計算法について述べる。

3.1.1 共鳴吸収計算

(1) 減速方程式と中性子スペクトル

Fig. 3. 1. 1 に示すような 2 重非均質性を持つ燃料体内の共鳴核種に対する実効共鳴吸収の計算には中性子のエネルギーならびに空間的な遮蔽効果を取り入れることが必要になる。これらの効果は燃料体内の中性子束と減速材内の中性子束の比 $\phi_f(E)/\phi_M(E)$ を通じて実効共鳴吸収に影響を与える。即ち、この中性子束比 $\phi_f(E)/\phi_M(E)$ を用いて、捕獲実効共鳴積分は次のように計算される。

$$RI_c = \int (\phi_f(E)/\phi_M(E) \cdot \sigma_c(E) dE. \quad (3.1.1)$$

今、中性子束比 $\phi_f(E)/\phi_M(E)$ を求めるに際して、次の仮定をおく。

- (i) 燃料体は燃料カーネルが黒鉛中に均一分散した形態の燃料棒が減速材黒鉛中に規則的に配列した構造とする（燃料粒子の被覆層は黒鉛中に含める）。
- (ii) 共鳴外領域において中性子束は空間的に平坦、エネルギー的に $1/E$ 分布をとる。

Fig. 3. 1. 1 に示すように、領域は燃料領域 F と減速材領域 M とから成るものとし、燃料領域はさらに燃料カーネル f と減速材黒鉛 m から構成される。⁽¹⁵⁾ Dyos, Pomeraning 等の研究によれば燃料領域のみからなる系に対しては次式が成立する。

$$\phi_f(E)/\phi_m(E) = P_0(E) \quad (3.1.2)$$

ここで $\phi(E)$ は中性子束であり、 $P_0(E)$ は燃料カーネルに対する中性子の衝突を逃れる確率である。この結果を用いて中性子平衡に対する次の近似式を得る。

$$\begin{aligned} & (P_0(E) \cdot \Sigma_{i,f}(E) \cdot V_f + \Sigma_{i,m}(E) \cdot V_m) \phi_m(E) = \\ & P_{FF}(E) \left\{ V_f S_{um} \int_E^{E/\alpha_i} \frac{\Sigma_{s,f}^i(E') \phi_f(E')}{(1-\alpha_i)E'} dE' + V_m S_{um} \int_E^{E/\alpha_i} \frac{\Sigma_{s,m}^i(E') \phi_m(E')}{(1-\alpha_i)E'} dE' \right\} \\ & + P_{MF}(E) \cdot V_M S_{um} \int_E^{E/\alpha_i} \frac{\Sigma_{s,M}^i(E') \phi_M(E')}{(1-\alpha_i)E'} dE' \end{aligned} \quad (3.1.3)$$

ここで、 V は体積、 $\Sigma_s(E)$ は散乱断面積、 $\Sigma_t(E)$ は全断面積を示す。添字 i は核種を示し、

α_i は $\{(A_i - 1)/(A_i + 1)\}^2$ である (但し, A_i は核種 i の質量数)。 P_{MF} は領域 M で生成した中性子が領域 F で初めて衝突する確率を示す。

今, ここで

$$P_0(E) \Sigma_{t,f}(E) V_f + \Sigma_{t,m}(E) V_m = \Sigma_{t,F}(E) V_F \quad (3.1.4)$$

$$V_m \phi_m(E) + V_f \phi_f(E) = V_F \phi_F(E) \quad (3.1.5)$$

とおく。 M 領域の中性子束 ϕ_M は $1/E$ 分布をとり, m 領域, M 領域の散乱断面積はエネルギーに対して一定と近似する。

NR 近似を減速方程式 (3.1.3) に適用し, (3.1.4), (3.1.5) 及び (3.1.2) 式を用いて変形すると,

$$\begin{aligned} \frac{V_F}{V_m + V_f P_0(E)} \cdot \Sigma_{t,F}(E) \phi_F(E) &= P_{FF}(E) \left\{ V_f S_{um} \frac{\Sigma_{s,f}^i(E)}{E} + V_m S_{um} \frac{\Sigma_{s,m}^i}{E} \right\} \\ &+ P_{MF}(E) V_M S_{um} \frac{\Sigma_{s,M}^i}{E} \end{aligned} \quad (3.1.6)$$

となる。ここで, 衝突確率 $P_{MF}(E)$, $P_{FM}(E)$ について, 相反定理, 総和定理を適用し, $\Sigma_{t,M}^i$ を $\Sigma_{s,M}^i$ で近似して置き代えると,

$$\begin{aligned} P_{MF}(E) V_M S_{um} \Sigma_{s,M}^i &= P_{FM}(E) V_F \Sigma_{t,F}(E) \\ &= \{1 - P_{FF}(E)\} V_F \Sigma_{t,F}(E) \end{aligned} \quad (3.1.7)$$

が成り立つ。この式を (3.1.6) 式に代入すると

$$\begin{aligned} \frac{V_F}{V_m + V_f P_0(E)} \cdot \Sigma_{t,F}(E) V_f \phi_F(E) &= P_{FF}(E) \left\{ V_f S_{um} \frac{\Sigma_{s,f}^i(E)}{E} + V_m S_{um} \frac{\Sigma_{s,m}^i}{E} \right\} \\ &+ \{1 - P_{FF}(E)\} \frac{V_F \Sigma_{t,F}(E)}{E} \end{aligned} \quad (3.1.8)$$

となり, 変形して整理すると, $\phi_F(E)/\phi_M(E)$ は次のように表わされる。

$$\begin{aligned} \frac{\phi_F(E)}{\phi_M(E)} &= \frac{V_m + V_f P_0(E)}{V_F} \left[P_{FF}(E) \left\{ \frac{V_f}{V_F} \cdot \frac{S_{um} \Sigma_{s,f}^i(E)}{E} + \frac{V_m}{V_F} \cdot \frac{S_{um} \Sigma_{s,m}^i}{E} \right\} \right. \\ &\quad \left. + 1 - P_{FF}(E) \right] \end{aligned} \quad (3.1.9)$$

IM 近似を (3.1.3) 式に適用し, (3.1.7) 式を用いると

$$\begin{aligned} \frac{V_F}{V_m + V_f P_0(E)} \cdot \Sigma_{t,F}(E) V_F \phi_F(E) &= P_{FF}(E) \left\{ V_f S_{um} \frac{\Sigma_{s,f}^i(E)}{E} \phi_f(E) \right. \\ &\quad \left. + V_m S_{um} \frac{\Sigma_{s,m}^i}{E} \phi_m(E) \right\} + \{1 - P_{FF}(E)\} V_F \Sigma_{t,F}(E) \phi_M(E) \end{aligned} \quad (3.1.10)$$

となり、(3.1.2)式、(3.1.5)式を用いて変形して整理すると、 $\phi_F(E)/\phi_M(E)$ は、次のように表わされる。

$$\frac{\phi_F(E)}{\phi_M(E)} = \frac{V_m + V_f P_0(E)}{V_F} \cdot \frac{1 - P_{FF}(E)}{1 - \frac{P_{FF}(E)}{\Sigma_{t,F}(E) V_F} \left\{ P_0(E) V_f \sum_{i \in f} S_{um} \Sigma_{s,f}^i(E) + V_m \sum_{i \in m} S_{um} \Sigma_{s,m}^i \right\}}$$

(3.1.11)

ここで、 $V_f/V_F = r$ 、 $V_m/V_F = 1-r$ と定義する。但し、 r は燃料カーネルの燃料コンパクト中体積割合である。

NR近似とIM近似の表現式から、IR法による $\phi_F(E)/\phi_M(E)$ は次のように表わされる。

$$\frac{\phi_F(E)}{\phi_M(E)} = \{1-r+rP_0(E)\} \frac{1 - P_{FF}(E) + \frac{P_{FF}(E)}{\Sigma_{t,F}(E)} \left\{ r \sum_{i \in f} S_{um} \lambda_i \Sigma_{s,f}^i(E) + (1-r) \sum_{i \in m} S_{um} \lambda_i \Sigma_{s,m}^i \right\}}{1 - \frac{P_{FF}(E)}{\Sigma_{t,F}(E)} \left\{ P_0(E) r \sum_{i \in f} S_{um} (1-\lambda_i) \Sigma_{s,f}^i(E) + (1-r) \sum_{i \in m} S_{um} (1-\lambda_i) \Sigma_{s,m}^i \right\}}$$

(3.1.12)

F領域で発生した中性子が最初にF領域で衝突する確率を $P_{FF}^0(E)$ 、単位格子の外部から入射した中性子がF領域で衝突する確率を $P_{SF}^0(E)$ 、F領域を逃れた中性子が他のF領域表面に達する確率をC(ダンコフ係数)とすると、 $P_{FF}(E)$ は

$$P_{FF}(E) = \frac{(1-C)P_{FF}^0(E) + CP_{SF}^0(E)}{1 - C \{1 - P_{SF}^0(E)\}}$$

(3.1.13)

と表わされる。また、 $P_{SF}^0(E)$ と $P_{FF}^0(E)$ には次の関係がある。

$$P_{SF}^0(E) = \Sigma_{t,F}(E) \bar{\ell} \{1 - P_{FF}^0(E)\}$$

(3.1.14)

但し、 $\bar{\ell}$ は燃料コンパクトの平均コード長である。この式とWignerの有理近似

$$P_{FF}^0(E) = \frac{\Sigma_{t,F}(E) \bar{\ell}}{1 + \Sigma_{t,F}(E) \bar{\ell}}$$

(3.1.15)

を(3.1.13)式に代入すると、

$$P_{FF}(E) = \frac{\Sigma_{t,F}(E) \bar{\ell}}{1 - C + \Sigma_{t,F}(E) \bar{\ell}}$$

(3.1.16)

となる。この式を(3.1.12)式に代入する。その際、(3.1.4)式を変形した

$$\Sigma_{t,F}(E) = P_0 r \sum_{i \in f} S_{um} \left\{ \Sigma_{c,f}^i(E) + \Sigma_{s,f}^i(E) \right\} + (1-r) \sum_{i \in m} S_{um} \Sigma_{s,m}^i$$

(3.1.17)

を用いると、(3.1.12)式は次のようになる。

$$\frac{\phi_F(E)}{\phi_M(E)} = \frac{1}{P_0(E)} \cdot \frac{S_{\sum_{i \in f} \lambda_i \Sigma_{s,f}^i(E)} + \frac{1-\gamma}{\gamma} S_{\sum_{i \in m} \lambda_i \Sigma_{s,m}^i} + \frac{1-C}{\ell}}{S_{\sum_{i \in f} \Sigma_{c,f}^i(E)} + S_{\sum_{i \in f} \lambda_i \Sigma_{s,f}^i(E)} + \frac{1}{P_0(E)} \left\{ \frac{1-\gamma}{\gamma} S_{\sum_{i \in m} \lambda_i \Sigma_{s,m}^i} + \frac{1-C}{\ell} \right\}}$$

(3. 1.18)

ここで,

$$S_{\sum_{i \in f} \Sigma_{c,f}^i(E)} \doteq \Sigma_{c,f}^0(E) = N_0 \sigma_{c,0}(E)$$

(3. 1.19)

$$S_{\sum_{i \in f} \lambda_i \Sigma_{s,f}^i(E)} = N_0 \left\{ S_{\sum_{i \neq 0} \frac{N_i}{N_0} \lambda_i \sigma_{pi}} + \lambda_0 \sigma_{n,0}(E) \right\}$$

(3. 1.20)

$$S_{\sum_{i \in m} \lambda_i \Sigma_{s,m}^i} = N_0 S_{\sum_{i \in m} \frac{N_i}{N_0} \lambda_i \sigma_{pi}}$$

(3. 1.21)

であるので,

$$\sigma_M = \lambda_0 \sigma_{p0} + S_{\sum_{i \in f} \frac{N_i}{N_0} \lambda_i \sigma_{pi}} + \frac{1-\gamma}{\gamma} S_{\sum_{i \in m} \frac{N_i}{N_0} \lambda_i \sigma_{pi}} + \frac{1-C}{\gamma N_0 \ell}$$

(3. 1.22)

$$\sigma_N(E) = \lambda_0 \sigma_{p0} + S_{\sum_{i \neq 0} \frac{N_i}{N_0} \lambda_i \sigma_{pi}} + \frac{1}{P_0(E)} \left\{ \frac{1-\gamma}{\gamma} S_{\sum_{i \in m} \frac{N_i}{N_0} \lambda_i \sigma_{pi}} + \frac{1-C}{\gamma N_0 \ell} \right\}$$

(3. 1.23)

とおくと、 $\phi_F(E)/\phi_M(E)$ は

$$\frac{\phi_F(E)}{\phi_M(E)} = \frac{1}{P_0(E)} \cdot \frac{\{1-\gamma + \gamma P_0(E)\} \sigma_M}{\sigma_{c,0}(E) + \lambda_0 \sigma_{n,0}(E) + \sigma_N(E)}$$

(3. 1.24)

と表わされる。(3. 1.2), (3. 1.5)式を用いて, 変形すると,

$$\frac{\phi_f(E)}{\phi_M(E)} = \frac{\sigma_M}{\sigma_{c,0}(E) + \lambda_0 \sigma_{n,0}(E) + \sigma_N(E)}$$

(3. 1.25)

となり, 共鳴領域の中性子スペクトルが求められた。

Sehgal, Goldstin⁽¹⁶⁾の方法を用い, M領域にも λ パラメーターを導入する。(3. 1.25)式は変らないが, σ_M , $\sigma_N(E)$ は次のように表現される。

$$\sigma_M = \lambda_0 \sigma_{p0} + S_{\sum_{i \in f} \frac{N_i}{N_0} \lambda_i \sigma_{pi}} + \frac{1-\gamma}{\gamma} S_{\sum_{i \in m} \frac{N_i}{N_0} \lambda_i \sigma_{pi}} + \frac{1-C}{\gamma N_0 \ell} \lambda_M$$

(3. 1.26)

$$\sigma_N(E) = \lambda_0 \sigma_{p0} + S_{\sum_{i \neq 0} \frac{N_i}{N_0} \lambda_i \sigma_{pi}} + \frac{1}{P_0(E)} \left\{ \frac{1-\gamma}{\gamma} S_{\sum_{i \in m} \frac{N_i}{N_0} \lambda_i \sigma_{pi}} + \frac{1-C}{\gamma N_0 \ell} \lambda_M \right\}$$

(3. 1.27)

(2) 分離共鳴準位の共鳴積分

共鳴積分を求める式は

$$R I_c = \sigma_M \int \frac{\sigma_{c,r}}{\sigma_{c,0} + \lambda \sigma_{n,0} + \sigma_N} \cdot \frac{dE}{E} \quad (3.1.28)$$

となる。共鳴に Breit-Wigner の単一共鳴準位式を使用するものとし、定数を $x (= 2(E - E_r) / \Gamma)$ に変換して整理すると、(3.1.28)は

$$R I_c = \frac{\sigma_M}{2E_c} \cdot \frac{\Gamma_r \cdot \Gamma}{\Gamma_a + \lambda_0 \cdot \Gamma_n} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\psi(x, \xi)}{\psi(x, \xi) + \alpha \cdot \chi(x, \xi) + \beta(x)} dx \quad (3.1.29)$$

となる。ここで、

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= \frac{2 \cdot \Gamma}{\Gamma_a + \lambda_0 \cdot \Gamma_n} \cdot \lambda_0 \cdot \sqrt{\frac{\sigma_p \cdot \Gamma_n}{\sigma_0 \cdot \Gamma}} g_J, & \beta(x) &= \frac{\Gamma}{\Gamma_a + \lambda_0 \cdot \Gamma_n} \cdot \frac{\sigma_N(x)}{\sigma_0} \\ \xi &= \Gamma \cdot \sqrt{\frac{A_0}{4 \cdot k \cdot T \cdot E_r}}, & \sigma_0 &= \frac{2.6 \times 10^6}{E_r} \cdot \frac{\Gamma_n}{\Gamma} \cdot g_J \\ \Gamma &= \Gamma_a + \Gamma_n \end{aligned} \right\} \quad (3.1.30)$$

であり、 E_0 は共鳴準位の中心エネルギー、 A_0 は共鳴核種の原子量、 σ_{p0} は共鳴核種のポテンシャル散乱断面積、 g_J はスピンの関係する因子であり、 Γ_r および Γ_f は中性子捕獲および分裂幅、 Γ_n は中性子幅、 T は燃料体の絶対温度、 k はボルツマン定数 (8.6167×10^{-4} eV/°K)である。また、 $\psi(x, \xi)$ および $\chi(x, \xi)$ は

$$\left. \begin{aligned} \psi(x, \xi) &= \frac{\xi}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dy}{1+y^2} e^{-(x-y)^2 \xi^2 / 4} \\ \chi(x, \xi) &= \frac{\xi}{2\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{-\infty} \frac{y \cdot dy}{1+y^2} e^{-(x-y)^2 \xi^2 / 4} \end{aligned} \right\} \quad (3.1.31)$$

であり、この関数の計算には⁽¹⁷⁾AdlerとNabiloffの方法を用いた。

共鳴積分(3.1.29)は台形公式により直接数値的に積分して求めた。

$$R I = \frac{\sigma_M}{2E_0} \cdot \frac{\Gamma_r \Gamma_f}{\Gamma_a + \lambda_0 \Gamma_n} S_{\text{sum}}^{\infty} \left\{ J(x_j, \xi) + J(x_{j-1}, \xi) + J(-x_j, \xi) + J(-x_{j-1}, \xi) \right\} \frac{\Delta x_j}{2} \quad (3.1.32)$$

$$J(x_j, \xi) = \frac{\Psi(x_j, \xi)}{\Psi(x_j, \xi) + \alpha \chi(x_j, \xi) + \beta_j} \quad (3.1.33)$$

但し、 x_j は積分変数 x を離散化したものであり、 Δx_j は $x_j - x_{j-1}$ である。

β_j は以下の式で与えられる。

$$\beta_j = \frac{\Gamma}{\Gamma_a + \lambda_0 \Gamma_n} \cdot \frac{\sigma_N^j}{\sigma_0} \quad (3.134)$$

$$\sigma_N^j = \lambda_0 \sigma_{p0} + S_{\substack{\text{um} \\ i \in \bar{f}}} \frac{N_i}{N_0} \lambda_i \sigma_{pi} + \frac{1}{P_0^j} \left\{ \frac{1-r}{r} S_{\substack{\text{um} \\ i \in m}} \frac{N_i}{N_0} \lambda_i \sigma_{pi} + \frac{1-C}{r N_0 \bar{\ell}} \lambda_M \right\} \quad (3.135)$$

P_0^j は (3.1.2) 式で定義される量であるが、付録 1 に示されている導出式に基づいて

$$\left. \begin{aligned} P_0^j &= P_0 (\Sigma_{t,f}^j \cdot R) \\ \Sigma_{t,f}^j &= N_0 \sigma_{t,0}^j + S_{\substack{\text{um} \\ i \in \bar{f}}} N_i \sigma_{pi} \\ \sigma_{t,0}^j &= \sigma_0 \Psi(x_j, \xi) + 2 \sqrt{\sigma_0 \sigma_{p0} \frac{\Gamma_n}{\Gamma} g_J \lambda(x_j, \xi)} + \sigma_{p0} \end{aligned} \right\} \quad (3.136)$$

なる式から求められる。

λ パラメーターは、⁽¹⁸⁾ Sehgal, Goldstein の方法, Sumner の方法に従って、以下の連立方程式を反復法を使い解くことによって求める。

$$\left. \begin{aligned} \lambda_i &= 1 - \frac{1}{Y_i} \tan^{-1} X_i \\ X_i &= \frac{2E_0(1-\alpha_i)}{\Gamma(\alpha_i a_\lambda + a_1)} \\ Y_i &= \frac{2E_0(1-\alpha_i)}{\Gamma \alpha_i (a_\lambda + a_1)} \\ \lambda_M &= \frac{1 - \frac{1}{Y_M} \tan^{-1} X_M}{1 - \left(1 - \frac{S}{S_M}\right) \frac{1}{Y_M} \tan^{-1} X_M} \\ X_M &= \frac{2E_0(1-\alpha_M)}{\Gamma(\alpha_M a_\lambda + a_1)} \\ Y_M &= \frac{2E_0(1-\alpha_M)}{\Gamma \alpha_M (a_\lambda + a_1)} \\ \frac{S}{S_M} &= \frac{1-C}{r N_0 \bar{\ell}} \cdot \frac{r N_0}{\Sigma_M} \cdot \frac{V_F}{V_M} \end{aligned} \right\} \quad (3.137)$$

$$a_{\lambda}^2 = 1 + \frac{\sigma_0(\Gamma_a + \lambda_0 \Gamma_n)}{\Gamma(\lambda_0 \sigma_{p0} + \bar{\sigma}_N)}$$

$$a_1^2 = (a_{\lambda}^2)_{\lambda_0, \lambda_1, \lambda_M=1.0}$$

但し、(3.1.37) 式中の $\bar{\sigma}_N$ は、(3.1.29) 式中の P_0^j に、共鳴エネルギー範囲の平均値を用いた場合の σ_N 値である。

NR 近似で取り扱う共鳴準位に対しては λ は 1 とし、その共鳴吸収に対する共鳴散乱の影響を無視することにすれば、共鳴積分を求める式(3.1.1)は

$$R I_c = \frac{\sigma_M \cdot \Gamma_r}{2 E} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\psi(x, \xi)}{\psi(x, \xi) + \beta} dx \quad (3.1.38)$$

となる。この積分は Doherty⁽¹⁹⁾ の方法で計算される。

NR 近似で扱う場合には、2重非均質性は考慮せず、(3.1.38) 式中の β は、(3.1.35) 式の σ_N^j に σ_M 値を代入した場合のものを用いた。

(3) 非分離共鳴準位の共鳴積分

非分離共鳴準位に対する共鳴積分は、

(i) 中性子の共鳴捕獲幅は自由度 1 の chi-squared 分布とする、

(ii) 共鳴分裂幅は自由度 3 の chi-squared 分布とする、

を仮定して計算する。今、(3.1.29) 式中の積分を $J(\xi, \beta)$ で表わすものとすれば、非分裂性核種に対する共鳴積分は

$$R I_c = \frac{\sigma_M}{2 E_r} \langle \Gamma_r \rangle \int_0^{\infty} P_1(x) \cdot J(\xi, \beta) dx \quad (3.1.39)$$

となり、分裂性核種に対する共鳴積分は

$$R I_c = \frac{\sigma_M}{2 E_r} \langle \Gamma_r \rangle \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} P_1(x) P_3(y) J(\xi, \beta) dx \cdot dy \quad (3.1.40)$$

$$R I_f = \frac{\sigma_M}{2 E_r} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} P_1(x) P_3(y) y \bar{\Gamma}_f J(\xi, \beta) dx \cdot dy \quad (3.1.41)$$

となる。⁽²⁰⁾ ここで、

$$\left. \begin{aligned} \beta &= \frac{\sigma_M}{\sigma_0} & , & & \sigma_0 &= \frac{2.6 \times 10^6}{E_r} \cdot \frac{\Gamma_n}{\Gamma} g_J & , \\ \xi &= \Gamma \sqrt{\frac{A_r}{4 k T E_r}} & , & & & & \\ x &= \Gamma_n / \langle \Gamma_n \rangle & , & & y &= \Gamma_f / \bar{\Gamma}_f & , \\ \Gamma &= \Gamma_n + \langle \Gamma_r \rangle + \Gamma_f & & & & & \end{aligned} \right\} \quad (3.1.42)$$

である。また分布函数 $P_1(x)$ および $P_3(y)$ は

$$\left. \begin{aligned} P_1(x) &= \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{x}{2}\right)^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{x}{3}\right) , \\ P_3(x) &= \frac{3}{2} \cdot \frac{1}{\Gamma(3/2)} \left(\frac{3}{2}y\right)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{3}{2}y\right) \end{aligned} \right\} \quad (3.143)$$

である。実際には、(3.140) ~ (3.141) の共鳴積分は次のような Greedbler および Hutochins の方法⁽²¹⁾で計算する。

$$\int_0^{\infty} P_1(x) f(x) dx = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N f(x_i) , \quad (3.144)$$

$$\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} P_1(x) P_3(y) f(x, y) dx dy = \frac{1}{N \cdot M} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^M f(x_i, y_j) \quad (3.145)$$

本コードの計算においては N および M を 20 とし、 x_i および y_j には Table 3.1.1 に示した値を用いる。

(4) 空間遮蔽因子の計算

共鳴積分計算では系の非均質性は全て共鳴核種 1 原子当りの実効散乱断面積 σ 、 σ_M に含めて表示されるが、そのためには空間遮蔽因子が必要になる。本コードでは使用上の便宜を考え共鳴吸収計算関連データをコード内で自動的に算出することも可能となっている。

(i) 燃料カーネルの平均コード長 ℓ_f

燃料カーネルの半径を r_f とすると次式で求められる。

$$\ell_f = 4V/S = \frac{4}{3} r_f . \quad (3.146)$$

ここで、 V 及び S は各々燃料カーネルの体積、表面積である。

(ii) 燃料コンパクト内での燃料カーネルのダンコフ係数 C_f

燃料コンパクト内の燃料カーネルを除いた領域に対する炭素の原子数密度を N_c とし、炭素の断面積を σ_c とするとき C_f は次式で求められる。

$$C_f = \lambda_m / (\lambda_m + L) \quad (3.147)$$

ここで、 λ_m は $(1/N_c \cdot \sigma_c)$ であり、 σ_c は 4.7 バーンとする。また L は $4/(n \cdot s)$ であり、 n は燃料コンパクト 1 cm³ 中の燃料カーネル个数、 s は燃料カーネル表面積 ($= 4\pi r_f$) である。なお、 n は入力値である。

(iii) 燃料コンパクトの平均コード長

Fig. 2.1.1 に示すように、燃料コンパクトは円環状のモデルを扱うことが出来るので、平均コード長は、次式で表わされる。

$$\bar{\ell} = 4V_{\text{comp}} / S_{\text{comp}} = 2(r_{c,0}^2 - r_{c,i}^2) / r_{c,0} . \quad (3.148)$$

ここで、 V_{comp} 、 S_{comp} は各々燃料コンパクトの体積、表面積であり、また r_{co} 及び r_{ci} は各々燃料コンパクトの外径及び内径である。

(IV) 燃料格子のダンコフ係数

σ_M の算出にあたり最後に問題となるのは燃料コンパクトに対する空間遮蔽効果を表わす因子である C の計算である。 C の物理的意味は“燃料コンパクトの巨視断面積が無限大と仮定したとき、その外表面から放出された中性子が再び燃料コンパクトに入射する確率”である。⁽²²⁾ この確率の算出は一般には簡単でないが、本コードでは衝突確率の計算を Kennedy の方式⁽²³⁾ で処理する等価セルモデル、及び衝突確率を Fukai の方式⁽²³⁾ で処理した燃料棒の三角配列モデルの 2 通りの方式で算出できる。

① 等価セルモデル

今、Fig. 3. 1. 2 に示すような領域モデルをとり、図に示した衝突確率を定義する。図中 f は燃料を、 b は単位セル外表面を、 o 及び i は各々燃料外部（第 3）領域、内部（第 1）領域を示す。このとき、

$$C^o = P_{ff}^o = P_{fb}^o \cdot P_{bf}^o + P_{fb}^o \cdot P_{bb}^o \cdot P_{bf}^o + \dots = P_{fb}^o \cdot P_{bf}^o / (1 - P_{bb}^o) \quad (3.1.49)$$

一方、衝突確率間には次の関係がある。

$$\left. \begin{aligned} P_{bf}^o &= (S_f / S_b) P_{fb}^o = (r_f / r_b) \cdot P_{fb}^o \quad , \\ P_{bb}^o &= 1 - P_{bv}^o - P_{bf}^o \quad , \quad P_{bv}^o = (4V_o \Sigma_o / S_b) \cdot P_{vb}^o \quad , \\ P_{fb}^o &= 1 - P_{fv}^o \quad , \quad P_{fv}^o = (4V_o \Sigma_o / S_f) \cdot P_{vf}^o \quad . \end{aligned} \right\} \quad (3.1.50)$$

そして、基本確率である P_{vb}^o 及び P_{vf}^o は Kennedy の方式により次のように求める。

$$\left. \begin{aligned} P_{vb}^o &= S(R, x) - P_{vf}^o \quad , \\ P_{vf}^o &= (R / (1 + R)) \cdot G(R, x) \quad . \end{aligned} \right\} \quad (3.1.51)$$

ここで、

$$\left. \begin{aligned} R &= r_f / r_b \quad , \quad x = \Sigma_o \cdot (r_b - r_f) \quad , \\ S_f &= 2\pi r_f \quad , \quad S_b = 2\pi r_b \quad , \\ V_o &= \pi (r_b^2 - r_f^2) \quad , \\ \Sigma_o^* &= N_o^c \cdot \sigma_s^c \quad (\sigma_s^c = 4.7 \text{ b}) \quad , \end{aligned} \right\} \quad (3.1.52)$$

である。なお、 N_o^c は燃料コンパクトの外側領域の炭素に対する平均原子数密度であり、函数 $S(R, x)$ 及び $G(R, x)$ の算出法は付録 2 に示す。

* 領域物質としては黒鉛のみを仮定し、不純物は無視する。

他方,

$$C^i = 1 - P_{fv}^i \quad (3.153)$$

であり, P_{fv}^i は次のように求める。

$$P_{fv}^i = (4V_i \Sigma_i / S_i) \cdot P_{vf}^i, \quad P_{vf}^i = 1 - P_{vv}^i, \quad P_{vv}^i = P_c(\Sigma_i r_i). \quad (3.154)$$

ここで, $P_c(x)$ の算出方法は付録3に示した。なお,

$$S_i = 2\pi r_i, \quad V = \pi r_i^2, \quad \Sigma_i^* = N_i^c \sigma_s^c (\sigma_s^c = 4.7 \text{ b}) \quad (3.155)$$

である。なお, N_i^c は燃料コンパクトの内側領域の炭素に対する平均原子数密度であり, x は $(\Sigma_i \cdot r_i)$ である。

以上述べた C^i 及び C_o を用いて C を次式で近似する。

$$C = (2-a) \cdot C_o + (1-a) \cdot C_i \quad (2 > a \geq 1). \quad (3.156)$$

ここで a は入力であり (入力変数 CELDAN), もし a が 1 なら C^i が無視され, a が 2 なら C^o が無視されることになる。

② 三角配列モデル

Fig. 3.1.3 に示す燃料棒配列を考える。この方式の①との相違点は C_o の求め方のみである。Fukai の方式によれば C_o は次式で求められる。

$$C_o = \frac{2 \cdot X}{\pi \Sigma_o r_f \left(\sqrt{\frac{V_o}{V_f}} + 1 - \sqrt{1 + \frac{V_o}{V_f}} \right)} \{ K_{14}(\Sigma_o \cdot r_f \cdot P) + K_{14}(\Sigma_o \cdot r_f \cdot Q) \}. \quad (3.157)$$

$$X = \frac{6}{\pi} \left(1 + \frac{2 \left(1 - \exp \left\{ -\frac{3}{2} \left(\frac{d}{r_f} - 2 \right) \right\} \right)}{6\sqrt{3}} \right) \cdot \arcsin \left(\frac{r_f}{d} \right). \quad (3.158)$$

$$P = \left(1 + \frac{V_o}{V_f} \right) \arcsin \left(1 + \frac{V_o}{V_f} \right)^{-\frac{1}{2}} + \sqrt{1 + \frac{V_o}{V_f}} - \frac{\pi + 2}{2}. \quad (3.159)$$

$$Q = \left(1 + \frac{V_o}{V_f} \right) \arcsin \left(1 + \frac{V_o}{V_f} \right)^{-\frac{1}{2}} + 2\sqrt{\frac{V_o}{V_f}} - \sqrt{1 + \frac{V_o}{V_f}} - \frac{\pi - 2}{2}. \quad (3.160)$$

ここで,

$$\left. \begin{aligned} V_f &= \pi r_f^2, & V_o &= \pi (r_b^2 - r_f^2), \\ d &= 1.9046 \cdot r_b, \\ \Sigma_o &= N_o^c \sigma_s^c (\sigma_s^c = 4.7 \text{ b}), \end{aligned} \right\} \quad (3.161)$$

である。なお、函数 $K_{i,4}(x)$ の算出方法は付録 4 に示す。また、 C_i の算出は①と同様であり C は次式で求める。

$$C = (3-a)C_0 + (2-a) \cdot C_i \quad (2 \leq a \leq 3) \quad (3.1.62)$$

ここで a は入力 (入力変数 CELDAN) であり、もし a が 2 なら C_i が無視され、 a が 3 なら C_0 が無視されることになる。

(5) 実効吸収断面積

共鳴領域実効断面積は、共鳴積分 $R I_\ell$ を用いて

$$\bar{\sigma}_g = \frac{\sum_{\ell \in g}^{um} R I_\ell}{\sum_{\ell \in g}^{um} \phi_\ell} \quad (3.1.63)$$

と表わされる。但し、 ℓ は共鳴を表わし、 g は共鳴 ℓ が属する群 (多群構造) を表わす。 ϕ_ℓ は、共鳴 ℓ により遮蔽された中性子スペクトルをエネルギーについて積分したものであり、

$$\begin{aligned} \phi_\ell &= \int \frac{\sigma_M}{\sigma_{c,o}(E) + \lambda_0 \sigma_{n,o}(E) + \sigma_N(E)} \cdot \frac{dE}{E} \\ &= \int \left\{ 1 - \frac{\sigma_{c,o}(E) + \lambda_0 \sigma_{n,o}(E) - \sigma_N(E) + \sigma_M}{\sigma_{c,o}(E) + \lambda_0 \sigma_{n,o}(E) + \sigma_N(E)} \right\} \frac{dE}{E} \\ &= \Delta u_g - \delta_\ell \end{aligned} \quad (3.1.64)$$

と表わすことが出来る。 Δu_g は g 群のレサジー幅であり、 δ_ℓ は中性子スペクトルの共鳴による遮蔽効果を表わす量である。

δ_ℓ は、(3.1.32) 式と同様に、

$$\delta_\ell = \frac{\Gamma_a + \Gamma_n}{2E_0} \sum_{j=1}^{\infty} \{ I(x_j, \xi) + I(x_{j-1}, \xi) + I(-x_j, \xi) + I(-x_{j-1}, \xi) \} \frac{\Delta x_j}{2} \quad (3.1.65)$$

$$I(x_j, \xi) = \frac{\Psi(x_j, \xi) + \alpha \chi(x_j, \xi) + \beta_j - \theta}{\Psi(x_j, \xi) + \alpha \chi(x_j, \xi) + \beta_j} \quad (3.1.66)$$

なる式により数値積分する。但し、

$$\theta = \frac{\Gamma}{\Gamma_a + \lambda_0 \Gamma_n} \cdot \frac{\sigma_M}{\sigma_0} \quad (3.1.67)$$

(6) 共鳴計算手順

共鳴計算のフローを Fig. 3.1.4 に示す。その手順は、

- (i) 最初に、1重非均質性を扱う場合には燃料コンパクト、2重非均質性を扱う場合には燃料カーネルに対する共鳴計算を行なう。
- (ii) 2重非均質性を扱う場合には、燃料カーネルの共鳴領域実効断面積を計算し、平均的

な Escape probability \bar{P}_0 を求める。

(iii) $\lambda_0, \lambda_i, \lambda_M$ -iteration と共に, $\sigma_M, \bar{\sigma}_N$ を求める。 $\bar{\sigma}_N$ は \bar{P}_0 を用いて計算されるものであり, λ パラメーターを求めるためだけに使われる。

(iv) 各 x_j メッシュに対応する Σ_t^j, P_0^j と σ_N^j を計算する。RI と δ の数値積分を行なう。

(v) 共鳴領域実効吸収断面積を計算する。

である。

(7) ^{240}Pu 共鳴の空間遮蔽効果

共鳴吸収については有限稀釈モデルで扱う核種を除いてその共鳴吸収計算に燃料の非均質性にもとづく空間遮蔽効果を考慮していないが燃焼度が高くなった場合には, ^{240}Pu の含有量が大きくなりその 1.05 eV の共鳴吸収に空間遮蔽効果を考慮する必要がある。

そこで, この空間遮蔽効果の近似を改善することとした。

今, 燃料カーネルの半径を r_G , 燃料コンパクトの半径を r_P , また燃料粒子の燃料コンパクト内体積率を α_G , 燃料コンパクトの格子内の体積率を α_P とする。即ち,

$$\alpha_G = V_G / (V_G + V_m), \quad \alpha_P = (V_G + V_m) / (V_G + V_m + V_M). \quad (3.1.68)$$

ここで, V_G, V_m 及び V_M は各々燃料カーネル, マトリックス及び黒鉛減速材の体積である。今, β_P として,

$$\beta_P = V_G / (V_G + V_m + V_M) = \alpha_P \cdot \alpha_G \quad (3.1.69)$$

と定義し, 遮蔽因子として Γ_G 及び Γ_P を次のように定義する。

$$\Gamma_G = P_{es}(\Sigma_{a,G} r_G) = P_0(\Sigma_{a,G} r_G), \quad (3.1.70)$$

$$\Gamma_P = P_{es}(\Sigma_{a,P} r_P) = 1 - P_C(\Sigma_{a,P} r_P). \quad (3.1.71)$$

但し, $\Sigma_{a,G}$ 及び $\Sigma_{a,P}$ は次式で計算する。

$$\Sigma_{a,G} = (N^0 / \beta_P) \cdot \sigma_a^0 \quad (3.1.72)$$

$$\Sigma_{a,P} = \frac{\Sigma_{a,G} \Gamma_G \cdot \alpha_G / (1 - \alpha_G)}{1 + \Gamma_G \cdot \alpha_G / (1 - \alpha_G)} \quad (3.1.73)$$

ここで, N^0 は着目している共鳴核種の格子平均の原子数密度であり, σ_a^0 はその吸収断面積である。

この時, 最終的な空間遮蔽係数 Γ は,

$$\Gamma = \frac{\Gamma_P \cdot \Gamma_G}{1 - \alpha_P (1 - \Gamma_P) - \beta_P (1 - \Gamma_P \cdot \Gamma_G)} \quad (3.1.74)$$

で求められ, これを使用すると実効断面積は次式で近似できる。

$$\sigma_a = \Gamma \cdot \sigma_a^0 \quad (3.1.75)$$

なお、 σ_a^0 は遮蔽効果を考慮しない場合の吸収断面積であり、通常の共鳴吸収断面積算出式によるもので以下のように求める。

$$\sigma_{c,r}^i = (\Gamma_r/\Gamma) \sigma_0 \sqrt{E_r/E} \psi(x, \xi) \quad (3.1.76)$$

$$\sigma_{f,r}^i = (\Gamma_f/\Gamma_r) \cdot \sigma_{c,r}^i \quad (3.1.77)$$

$$\sigma_{a,r}^i = \sigma_{c,r}^i + \sigma_{f,r}^i \quad (3.1.78)$$

ここで i は群番号であり、 Γ_r 、 Γ_f 、 Γ 、 σ_0 、 E_r 、 E 及び $\psi(x, \xi)$ は前述の定義に従った量である。

3.1.2 熱中性子散乱断面積の計算

黒鉛の熱中性子散乱カーネルは、結晶効果を考慮した計算モデルに基づいて計算されたものが、各温度点毎にライブラリー・データとして準備されている。

自由ガス・モデルによる散乱カーネルもH、D、Be、C、Oの核種についてコード内で計算することが出来る。Cについては入力データでライブラリー・カーネルを用いるか、自由ガス・モデルで計算するかを選択するようになっている。

なお、H(H₂O)については、自由ガス・モデルによるHとは異なり、水分子中のHを取り扱うことが出来るよう水分子の並進運動、束縛回転、振動運動を考慮した散乱を取り扱える⁽²⁴⁾ Nelkinモデルに基づく計算プログラムGAKERを使用して熱中性子散乱カーネルを計算することが出来るようになっている。

Table 3.1.1 Mesh points for resonance integral calculation in unresolved region.

No.	X_n	Y_n
1	0.0010	0.0728
2	0.0091	0.1593
3	0.0255	0.2336
4	0.0505	0.3043
5	0.0843	0.3741
6	0.1277	0.4445
7	0.1815	0.5168
8	0.2466	0.5918
9	0.3245	0.6706
10	0.4172	0.7543
11	0.5268	0.8441
12	0.6570	0.9417
13	0.8124	1.0493
14	1.0000	1.1700
15	1.2301	1.3083
16	1.5196	1.4715
17	1.8989	1.6724
18	2.4294	1.9366
19	3.2722	2.3297
20	5.1859	3.1543

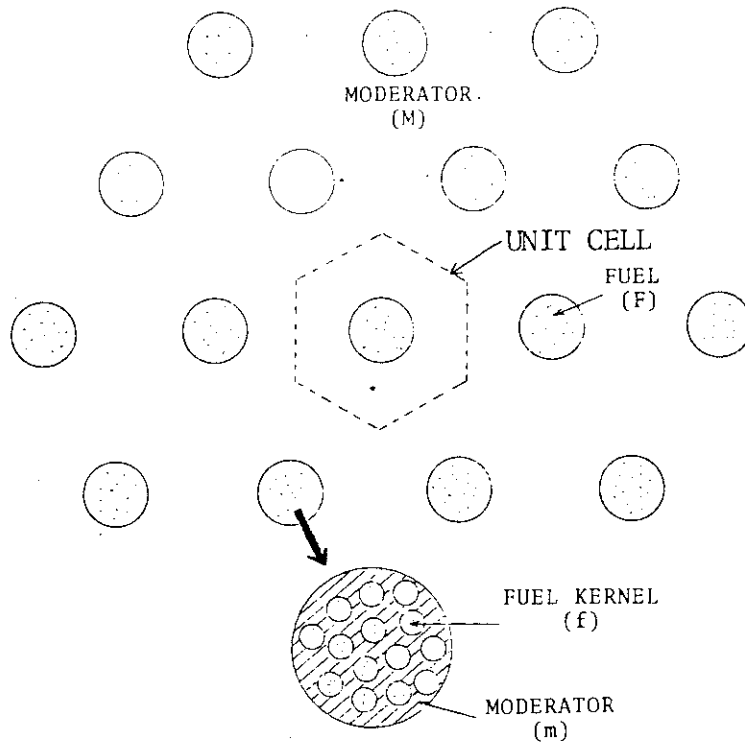


Fig.3. 1. 1 Double -heterogeneous lattice configuration for resonance absorption calculation.

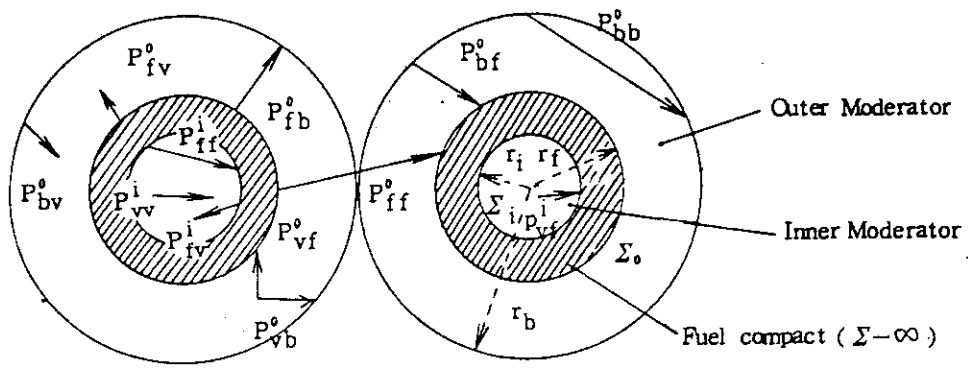


Fig.3.1.2 Collision probabilities for equivalent cell model.

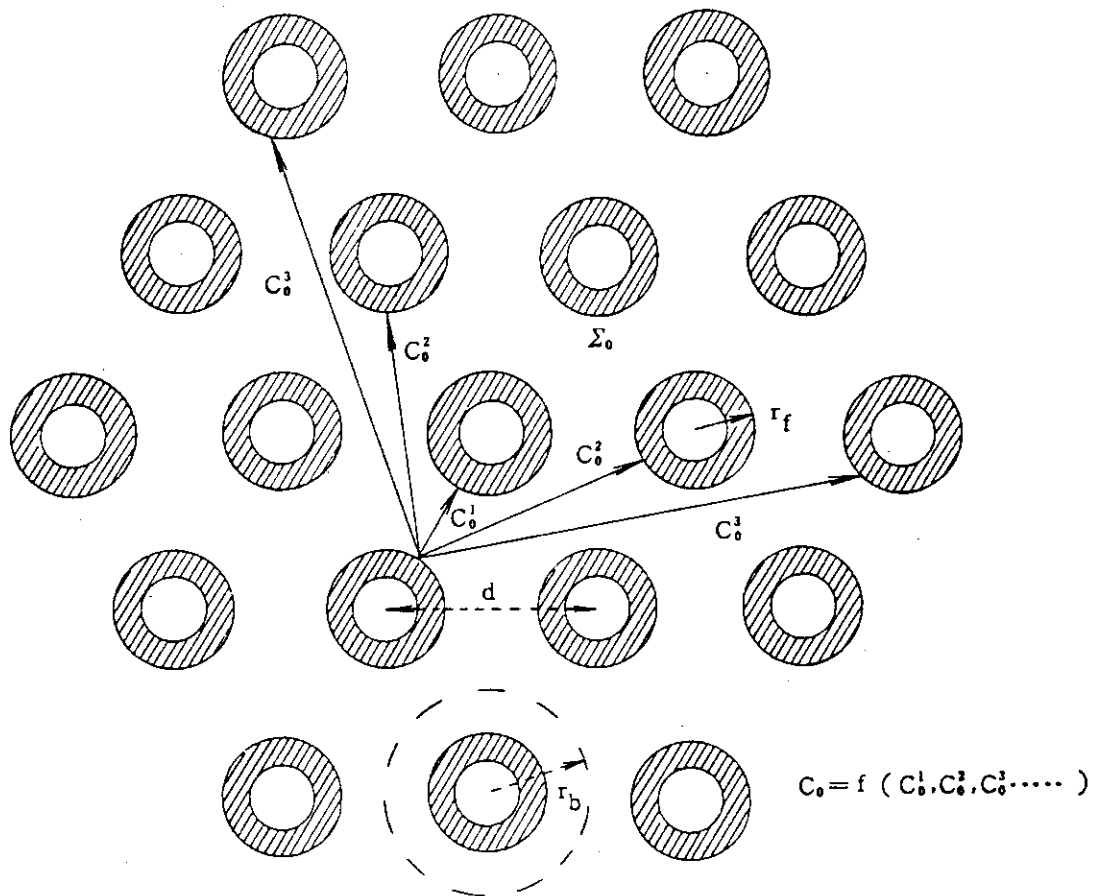


Fig.3.1.3 C_0 values for triangular rod array.

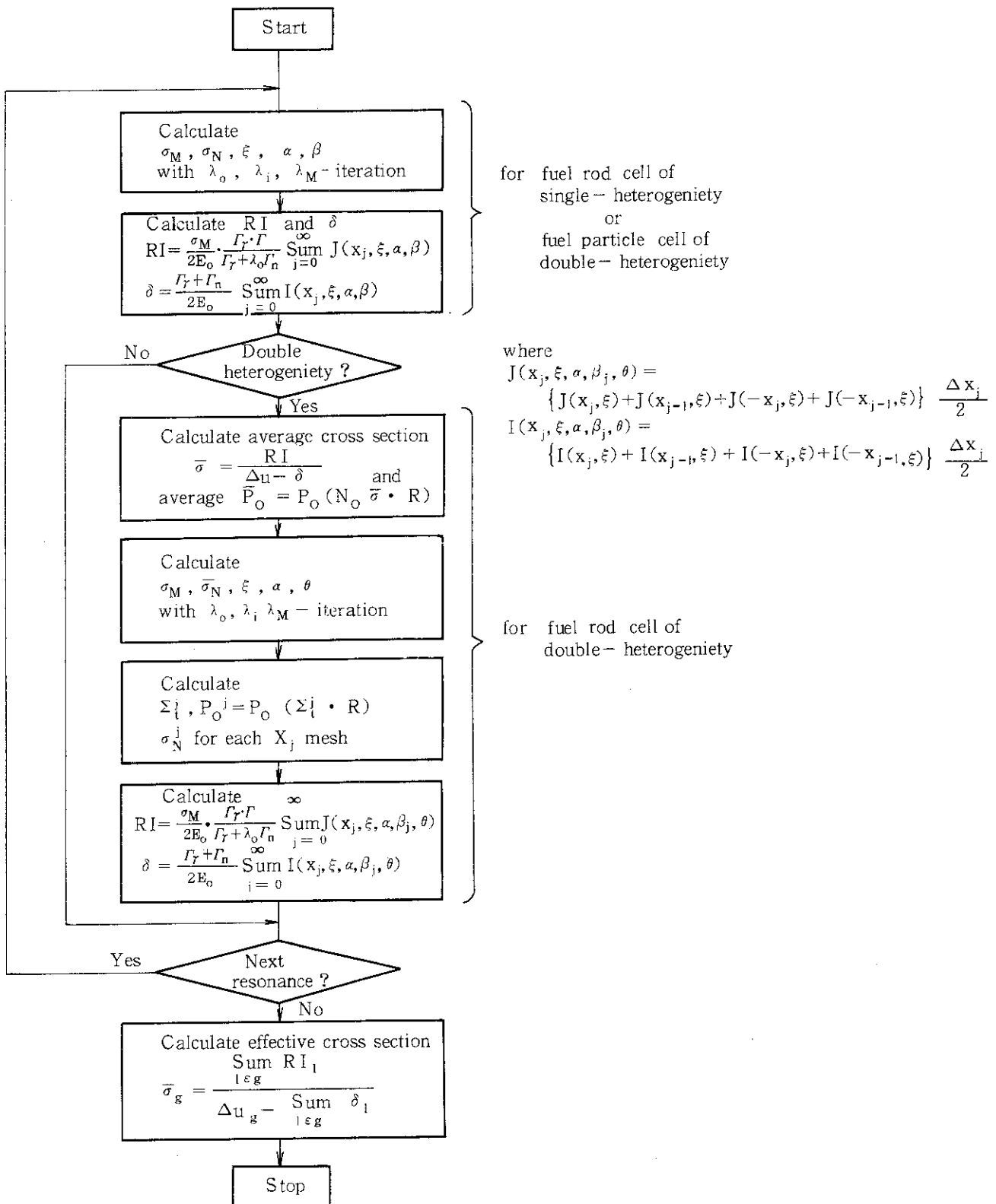


Fig.3.1.4 Calculational flow of resonance cross section

3.2 中性子スペクトル計算

中性子スペクトルは、速中性子領域、熱中性子領域とも、燃料格子の組成を混合した均質体系を想定したポイント・モデルに基づいて計算する。

3.2.1 速中性子スペクトル計算

速中性子スペクトルの計算はGAM方式に従うものとした。即ち、

- ① 速中性子は弾性散乱、非弾性散乱、 $(n, 2n)$ 反応等によって減速するものとし、その減速モデルでは中性子のエネルギー変化を群間の遷移で表わす、
- ② 核分裂で放出される高速中性子のスペクトルとしては、 ^{233}U 、 ^{235}U 、 ^{239}Pu 及び ^{241}Pu の分裂スペクトルのうちの1つを取る、
- ③ 中性子の散乱は P_1 または B_1 近似とする。

(1) P_1 近似による解法

P_1 近似では、中性子平衡に対する基本式として次の方程式が得られる。

$$\text{div } \vec{J}(E) + \Sigma(E) \cdot \phi(E) = \int \Sigma_s^0(E' \rightarrow E) \cdot \phi(E') dE' + S(E), \quad (3.2.1)$$

$$\text{grad } \phi(E) + 3 \Sigma(E) \cdot \vec{J}(E) = 3 \int \Sigma_s^1(E' \rightarrow E) \cdot \vec{J}(E') dE \quad (3.2.2)$$

但し、 $\vec{J}(E)$ は中性子流、 $\phi(E)$ は中性子スペクトル、 $S(E)$ は中性子源項である。 $\Sigma(E)$ は全断面積、 $\Sigma_s^0(E' \rightarrow E)$ 、 $\Sigma_s^1(E' \rightarrow E)$ は散乱断面積の P_0 及び P_1 成分である。

今、

$$L(E) = \iiint \nabla \phi(E) dv / \iiint \phi(E) dv \quad (3.2.3)$$

$$\vec{J}(E) = \iiint \text{div } \vec{J}(E) dv / \iiint dv \quad (3.2.4)$$

$$\bar{\phi}(E) = \iiint \phi(E) dv / \iiint dv \quad (3.2.5)$$

$$\bar{S}(E) = \iiint S(E) dv / \iiint dv \quad (3.2.6)$$

と定義すると、(3.2.1)式と(3.2.2)式は

$$\vec{J}(E) + \Sigma(E) \cdot \bar{\phi}(E) = \int \Sigma_s^0(E' \rightarrow E) \cdot \bar{\phi}(E') dE' + \bar{S}(E) \quad (3.2.7)$$

$$L(E) \cdot \bar{\phi}(E) + 3 \Sigma(E) \cdot \vec{J}(E) = 3 \int \Sigma_s^1(E' \rightarrow E) \cdot \vec{J}(E') dE \quad (3.2.8)$$

となる。ここで dv は微小体積を示す。(3.2.7)及び(3.2.8)を群モデルで表示すると、

$$\vec{J}_g \cdot \Delta_g + \Sigma_g \cdot \bar{\phi}_g \cdot \Delta_g = \bar{S}_g \cdot \Delta_g + \bar{S}_g^0 + \bar{S}_g^{0,in} + \bar{S}_g^{0(n,2n)} \quad (3.2.9)$$

$$L_g \cdot \bar{\phi}_g \cdot \Delta_g + 3 \Sigma_g \cdot \vec{J}_g \cdot \Delta_g = 3 \bar{S}_g^1 \quad (3.2.10)$$

となる。ここで、 \bar{S}_g 、 \bar{S}_g^0 、 $\bar{S}_g^{0,in}$ 、 $\bar{S}_g^{0(n,2n)}$ 及び \bar{S}_g^1 は各々核分裂による中性子源、弾性散乱(P_0 成分)、非弾性散乱、 $(n, 2n)$ 反応による減速中性子源及び弾性散乱(P_1 成分)による減速中性子源項であり、以下のように表わされる。

$$\bar{S}_g \cdot \Delta_g = \int_{u_{g-1}}^{u_g} f(u) du \quad (3.2.11)$$

$$\bar{S}_g^0 = S_{um} N_i S_{um} \sigma_{g'g}^{i,0} \cdot \bar{\phi}_{g'} \cdot \Delta_{g'} \quad (3.2.12)$$

$$\bar{S}_g^{0,in} = S_{um} N_i S_{um} \sigma_{g'g}^{i,incl} \cdot \bar{\phi}_{g'} \cdot \Delta_{g'} \quad (3.2.13)$$

$$\bar{S}_g^{0,(n,2n)} = S_{um} N_i S_{um} \sigma_{g'g}^{i,(n,2n)} \cdot \bar{\phi}_{g'} \cdot \Delta_{g'} \quad (3.2.14)$$

$$\bar{S}_g^1 = S_{um} N_i S_{um} \sigma_{g'g}^{i,1} \cdot \bar{J}_{g'} \cdot \Delta_{g'} \quad (3.2.15)$$

但し、 i は核種、下つき g 及び g' はエネルギー群番号を示す。また、 $f(u)$ は核分裂スペクトルのレサジー u における分率である。(3.2.9) 及び (3.2.10) から中性子束 $\bar{\phi}$ 、中性子流 \bar{J} を求めると、

$$\bar{\phi} = \frac{3(\Sigma_g + \Sigma_{gg}^0 - \Sigma_{gg}^1)(\bar{S}_g^0 + \bar{S}_g^{0,in} + \bar{S}_g^{0,(n,2n)} + \bar{S}_g \cdot \Delta_g) - 3\bar{S}_g^1}{\Delta_g \cdot (3\Sigma_g \cdot (\Sigma_g + \Sigma_{gg}^0 - \Sigma_{gg}^1) - L_g)} \quad (3.2.16)$$

$$\bar{J} = \frac{3\bar{S}_g^1 - L_g \cdot \bar{\phi} \cdot \Delta_g}{3\Delta_g \cdot (\Sigma_g + \Sigma_{gg}^0 - \Sigma_{gg}^1)} \quad (3.2.17)$$

を得る。なお、(3.2.9) と (3.2.10) 式中の巨視断面積 Σ_g は同一群内での散乱を含まない定義になっているので、(3.2.16) 及び (3.2.17) の両式では $3\Sigma_g$ を $3(\Sigma_g + \Sigma_{gg}^0)$ で置き換えて表示替えした。

(2) B_1 近似による解法

B_1 近似に対する基本式は次のように書ける。

$$k \cdot \bar{J}(E) + \Sigma \cdot \phi(E) = \int \Sigma_s^0(E' \rightarrow E) \cdot \phi(E') dE' + S(E), \quad (3.2.18)$$

$$-k \cdot \phi(E) + \Sigma \cdot \bar{J} \frac{x^2 \cdot A_{00}}{1 - A_{00}} = 3 \int \Sigma_s^1(E' \rightarrow E) \cdot J(E') dE'. \quad (3.2.19)$$

ここで、

$$A_{00} = \frac{1}{x} \cdot \tan^{-1} x, \quad x = k / \Sigma_t. \quad (3.2.20)$$

今、

$$\alpha = \frac{x^2 \cdot A_{00}}{3(1 - A_{00})} \quad (3.2.21)$$

とおくと、次の通常の群モデル表示式を得る。

$$k \cdot J_g \cdot \Delta_g + \Sigma_g \cdot \phi_g \cdot \Delta_g = S_g \cdot \Delta_g + S_{gg}^0 + S_g^{0,in} + S_g^{0,(n,2n)} \quad (3.2.22)$$

$$-k \cdot \phi_g \cdot \Delta_g + 3 \cdot \alpha \cdot \Sigma_g \cdot J_g \Delta_g = 3 S_g^1 \quad (3.2.23)$$

ここで、 $S_g, S_g^0, S_g^{0,in}, S_g^{0,(n,2n)}$ 及び S^1 は P_1 近似で述べたものと同様である。(3.2.22) 及び (3.2.23) 式より中性子束 ϕ_g , 中性子流 J_g を求めると次式のようになる。

$$\bar{\phi}_g = \frac{3(\alpha_g \cdot \Sigma_g + \alpha_g \cdot \Sigma_{gg}^0 - \Sigma_{gg}^1)(\bar{S}_g^0 + \bar{S}_g^{0,in} + \bar{S}_g^{0,(n,2n)} + S_g \cdot \Delta_g) - 3k \cdot S_g^1}{\Delta_g [3 \Sigma_g \cdot (\alpha_g \cdot \Sigma_g + \alpha_g \cdot \Sigma_{gg}^0 - \Sigma_{gg}^1) - k^2]} \quad (3.2.24)$$

$$\bar{J}_g = \frac{3\bar{S}_g^1 + k \cdot \bar{\phi}_g \cdot \Delta_g}{3 \Delta_g [\alpha_g (\Sigma_g + \Sigma_{gg}^0) - \Sigma_{gg}^1]} \quad (3.2.25)$$

但し、

$$\left. \begin{aligned} \alpha &= X^2 \cdot A_{00} / 3 \cdot (1 - A_{00}), \\ A_{00} &= \frac{1}{X} \cdot \tan^{-1} \cdot X, \quad X = k / \Sigma^1 \quad (k = B). \end{aligned} \right\} \quad (3.2.26)$$

なお、 g は群番号を示し、 B^2 はバックリングである。

(3) 少数群への縮約

速中性子スペクトル、中性子流を求めた後、以下のように核種毎に微視断面積を少数群に縮約し、その他の計算を行なう。

(i) 微視断面積

吸収、核分裂に対する縮約

$$\sigma_G^x = \frac{\sum_{g \in G} \sigma_g^x \cdot \phi_g \Delta_g}{\sum_{g \in G} \phi_g \Delta_g} \quad (3.2.27)$$

但し、 g は多群構造、 G は少数群構造における群番号、 σ_g^x は反応 X の断面積であり、 $\sigma_a, \sigma_f, \nu \sigma_f$ のいずれかである。

輸送断面積の縮約

$$\sigma_G^{tr} = \frac{\sum_{g \in G} (\sigma_g^t J_g \Delta_g - 3 \sum_{g' \in G} \sigma_{g'/g}^1 J_{g'} \Delta_{g'})}{\sum_{g \in G} J_g \Delta_g} \quad (3.2.28)$$

散乱断面積の縮約

$$\sigma_{GG'}^0 = \frac{\sum_{g' \in G} \sum_{g \in G} (\sigma_{g'/g}^0 + \sigma_{g'/g}^{0,in} + \sigma_{g'/g}^{0,(n,2n)}) \phi_{g'} \Delta_{g'}}{\sum_{g' \in G} \phi_{g'} \Delta_{g'}} \quad (3.2.29)$$

$$\sigma_{GG'}^1 = \frac{\sum_{g' \in G} \sum_{g \in G} \sigma_{g'/g}^1 J_{g'} \Delta_{g'}}{\sum_{g' \in G} J_{g'} \Delta_{g'}} \quad (3.2.30)$$

(ii) 核分裂スペクトル

$$\chi_G = \sum_{g \in G} \chi_g \quad (3.2.31)$$

(iii) 減速密度

g 群の減速密度

$$(SD)^g = \sum_{i=1}^g \sum_{j=g+1}^{69} \Sigma_{ij} \phi_i \quad (3.232)$$

3.2.2 熱中性子スペクトル計算

(1) P_0 近似による解法熱エネルギー領域における中性子束 $\phi(E)$ の満足する基礎方程式は次式で表わされる。

$$\Sigma_t(E) \cdot \phi(E) = \int_0^{E_c} \Sigma(E' \rightarrow E) \phi(E') dE' + S(E). \quad (3.233)$$

但し、 $S(E)$ は熱外エネルギー領域からの減速中性子源であり、 $\Sigma_t(E)$ 、 $\Sigma(E' \rightarrow E)$ はそれぞれ巨視的断面積及び巨視的遷移断面積である。 $0 \leq E \leq E_c$ の熱エネルギー領域を50群にメッシュ切りし、熱群の上限エネルギーを $E_c (= 2.38 \text{ eV})$ とする。(3.233) をエネルギー群表示すると、 g 、 g' を表わす添字として、次のように表わされる。

$$\Sigma_g^t \phi_g = \sum_{g'=1}^{50} \Sigma_{g'g} \phi_{g'} + S_g \quad (3.234)$$

ここで、 Σ_g^t 、 $\Sigma_{g'g}$ 、 S_g は熱エネルギー領域において既知の量であるので、(3.234) は ϕ_g ($g=1, 50$) に関する50元一次連立方程式であり、これを解くことにより熱中性子スペクトル ϕ_g は容易に求められる。

(2) P_1 近似による解法

熱エネルギー領域の中性子スペクトルを P_1 近似により求める場合、 P_1 方程式は次のように表わされる。

$$J(E) + \Sigma_t(E) \phi(E) = \int_0^{E_c} \Sigma_s^0(E' \rightarrow E) \phi(E') dE' + S^0(E) \quad (3.235)$$

$$-B^2 \phi(E) + 3 \Sigma_t(E) J(E) = \int_0^{E_c} \Sigma_s^1(E' \rightarrow E) J(E') dE' \quad (3.236)$$

但し、 $\phi(E)$ は中性子スペクトル、 $J(E)$ は中性子流、また $S^0(E)$ 及び $S^1(E)$ は熱外エネルギー領域からの減速中性子源項の P_0 及び P_1 成分、 $\Sigma_t(E)$ は全断面積、 $\Sigma_s^0(E' \rightarrow E)$ 及び $\Sigma_s^1(E' \rightarrow E)$ は散乱断面積の P_0 及び P_1 成分である。

熱エネルギー領域の散乱断面積の P_1 成分に関しては、以下のような近似を用いる。

$$\begin{aligned} \mu_0(E) &= \frac{\int_0^{E_c} \Sigma_s^1(E \rightarrow E') dE'}{\int_0^{E_c} \Sigma_s^0(E \rightarrow E') dE'} = \frac{\phi(E) \int_0^{E_c} \Sigma_s^1(E \rightarrow E') J(E') dE'}{J(E) \int_0^{E_c} \Sigma_s^0(E \rightarrow E') \phi(E') dE'} \\ &\cong \frac{\phi(E) \int_0^{E_c} \Sigma_s^1(E' \rightarrow E) J(E') dE'}{J(E) \int_0^{E_c} \Sigma_s^0(E' \rightarrow E) \phi(E') dE'} \quad (3.237) \end{aligned}$$

(3.237) 式は上方散乱と下方散乱が平衡している熱中性子領域では成り立つと考えられる。

この式より,

$$\int_0^{E_c} \Sigma_s^1(E' \rightarrow E) J(E') dE' = \mu_0(E) \frac{J(E)}{\phi(E)} \int_0^{E_c} \Sigma_s^0(E' \rightarrow E) \phi(E') dE' \quad (3.238)$$

一方, 熱中性子の散乱は重心系と等方であるので

$$\mu_0(E) = \frac{2}{3A} \quad (3.239)$$

が成り立つ。(3.238), (3.239)式を(3.236)式に代入すると

$$-B^2 \phi(E) + 3 \Sigma_t(E) J(E) = \frac{2}{3A} \cdot \frac{J(E)}{\phi(E)} \int_0^{E_c} \Sigma_s^0(E' \rightarrow E) \phi(E') dE' \quad (3.240)$$

となる。

(3.235)及び(3.240)式を組合せて解くことにより, P_1 近似相当の中性子スペクトル及び中性子流を求めることが出来る。

(3) 減速中性子源の計算

熱外エネルギー領域から第 g 群への減速中性子源 S_g ($g=1, 50$) は核種 i の原子数密度 N_i とライブラリーに内蔵されている熱外領域散乱断面積 $\sigma_{s,i}^{ep}$ から次のように計算する。熱エネルギー領域の上限カットオフエネルギー E_c ($=2.38$ eV) より高いエネルギー範囲で, 中性子スペクトルに $1/E$ 分布を仮定し, 核種 ℓ によって散乱された中性子が $E_{g-1} \sim E$ のエネルギー区間に減速される割合を β_i^g とすれば,

$$S_g = \zeta S_{um} \beta_i^g \sigma_i^{ep} N_i \quad (3.241)$$

で与えられる。但し ζ は $\sum_{g=1}^{50} S_g = 1$ とする規格因子である。 β_i^g は核種 i の質量を A_i

$$\alpha_i = \left(\frac{A_i - 1}{A_i + 1} \right)^2 \quad (3.242)$$

として, 次のように計算する。

$$\textcircled{1} \quad \alpha_i E_c \leq E_{g-1} \text{ のとき, } \beta_i^g = \frac{1}{1 - \alpha_i} \left(\frac{E_g - E_{g-1}}{E_c} - \alpha_i \ln \frac{E_g}{E_{g-1}} \right) \quad (3.243)$$

$$\textcircled{2} \quad E_{g-1} < \alpha_i E_c \leq E_g \text{ のとき, } \beta_i^g = \frac{1}{1 - \alpha_i} \left(\frac{E_g - \alpha_i E_c}{E_c} - \alpha_i \ln \frac{E_g}{\alpha_i E_c} \right) \quad (3.244)$$

$$\textcircled{3} \quad E < \alpha_i E_c \text{ のとき, } \beta_i^g = 0. \quad (3.245)$$

(4) 少数群への縮約

熱中性子スペクトル ϕ_g ($g=1, 50$) を使って, 次のように 50 群微視断面積から少数群微視断面積への縮約を核種毎に行なう。50 群の群番号を g, g' で, 少数群の群番号を G, G' で

示す。

吸収断面積，核分裂断面積の縮約

$$\sigma_G^x = \frac{\sum_{g \in G} \sigma_g^x \phi_g}{\sum_{g \in G} \phi_g} \quad (3.2.46)$$

σ^x は σ_a , σ_f , $\nu\sigma_f$ を表わす。

遷移断面積

$$\sigma_{G'G}^s = \frac{\sum_{g \in G} \sum_{g' \in G'} \sigma_{g'g}^s \phi_{g'}}{\sum_{g' \in G'} \phi_{g'}} \quad (3.2.47)$$

ライブラリーには $\sigma_{gg'}^s$ は i によって $g \rightarrow g'$ 型のものと， $\sigma_g^s \delta_{gg'}$ ，及び $\sigma^s \delta_{gg'}$ 型のものがある。次の輸送断面積の計算においては， $g \rightarrow g'$ 型のものに対して散乱の角度依存をルジャンドル展開の最初の第2項まで考慮しそれらを $\sigma_{gg'}^{s0}$ ，及び $\sigma_{gg'}^{s1}$ とする。(3.2.47)においては $g \rightarrow g'$ 型の $\sigma_{gg'}^s$ は $\sigma_{gg'}^{s0}$ である。

輸送断面積

$$\sigma_G^{tr} = \sigma_G^a + \frac{\sum_{g \in G} \sum_{g' \in G'} (\sigma_{gg'}^{s0} - \sigma_{gg'}^{s1}) \phi_{g'}}{\sum_{g \in G} \phi_g} \quad (3.2.48)$$

$\sigma_g^s \delta_{gg'}$ ，及び $\sigma^s \delta_{gg'}$ 型のものに対してはそれぞれ，

$$\sigma_G^{tr} = \sigma_G^a + (1 - \mu) \frac{\sum_{g \in G} \sigma_g^s \phi_g}{\sum_{g \in G} \phi_g} \quad (3.2.49)$$

及び

$$\sigma_G^{tr} = \sigma_G^a + (1 - \mu) \sigma^s \quad (3.2.50)$$

但し，

$$\mu = \frac{2}{3A}$$

3.3 臨界計算・燃焼計算

3.3.1 燃料格子実効断面積計算

Fig.3.3.1に示すような単位燃料格子の実効断面積は2種類の方法で計算出来る。

(1) ポイント・モデルによる方法

ポイント・モデルに基づき，燃料格子の組成を各領域の体積を重みとして平均化し，巨視定数を作成する。断面積は

$$\bar{\Sigma}_g^x = \frac{\sum_{j=1}^6 \sum_{i \in \text{Lattice}} S_{um} N_i^j \sigma_g^{i,x} V_j}{\sum_{j=1}^6 S_{um} V_j} \quad (3.3.1)$$

により計算する。但し， i は核種， j は非均質燃料格子の領域番号， V_j は各領域の体積， N_i^j は核種 i の j 領域における原子数密度であり， $\sigma_g^{i,x}$ は核種 i の反応 X に関する微視断面積であ

る。

(2) 衝突確率法計算による方法

JMSLALOM⁽⁷⁾を用いた衝突確率法による輸送計算では、Fig. 3.3.1に示すように、内側黒鉛スリーブと内側冷却材を均質混合したものをS領域、燃料コンパクトをF領域、黒鉛ブロック、外側冷却材及び外側黒鉛スリーブを均質混合したものをM領域と代表して表わす3領域モデルを採用する。

S, F, M各領域の外半径 R_S, R_F, R_M とメッシュ数 I_S, I_F, I_M を入力すると、コード内で、各領域内でそれぞれのメッシュ体積が等しくなるように分割される。

JMSLALOMで計算された中性子束分布を ϕ_i^g 、各メッシュの体積を V_i とする。平均中性子束 $\phi_S^g, \phi_F^g, \phi_M^g$ と領域体積 V_S, V_F, V_M は次式で定義される。

$$\left. \begin{aligned} \phi_S^g &= \frac{1}{V_S} \sum_{i \in S} V_i \phi_i^g \\ \phi_F^g &= \frac{1}{V_F} \sum_{i \in F} V_i \phi_i^g \\ \phi_M^g &= \frac{1}{V_M} \sum_{i \in M} V_i \phi_i^g \end{aligned} \right\} \quad (3.3.2)$$

$$\left. \begin{aligned} V_S &= \sum_{i \in S} V_i \\ V_F &= \sum_{i \in F} V_i \\ V_M &= \sum_{i \in M} V_i \end{aligned} \right\} \quad (3.3.3)$$

S, F, M領域の断面積を $\Sigma_g^{S,X}, \Sigma_g^{F,X}, \Sigma_g^{M,X}$ とする。但し、Xは反応の種類(吸収, 核分裂, 輸送及び散乱)を表わす指標である。

格子平均の実効断面積 $\bar{\Sigma}_g^X$ は以下のようにして計算する。

$$\bar{\Sigma}_g^X = \frac{\Sigma_g^{S,X} \phi_S^g V_S + \Sigma_g^{F,X} \phi_F^g V_F + \Sigma_g^{M,X} \phi_M^g V_M}{\phi_S^g V_S + \phi_F^g V_F + \phi_M^g V_M} \quad (3.3.4)$$

なお、JMSLALOMによる衝突確率法の理論的内容は付録5に示す。

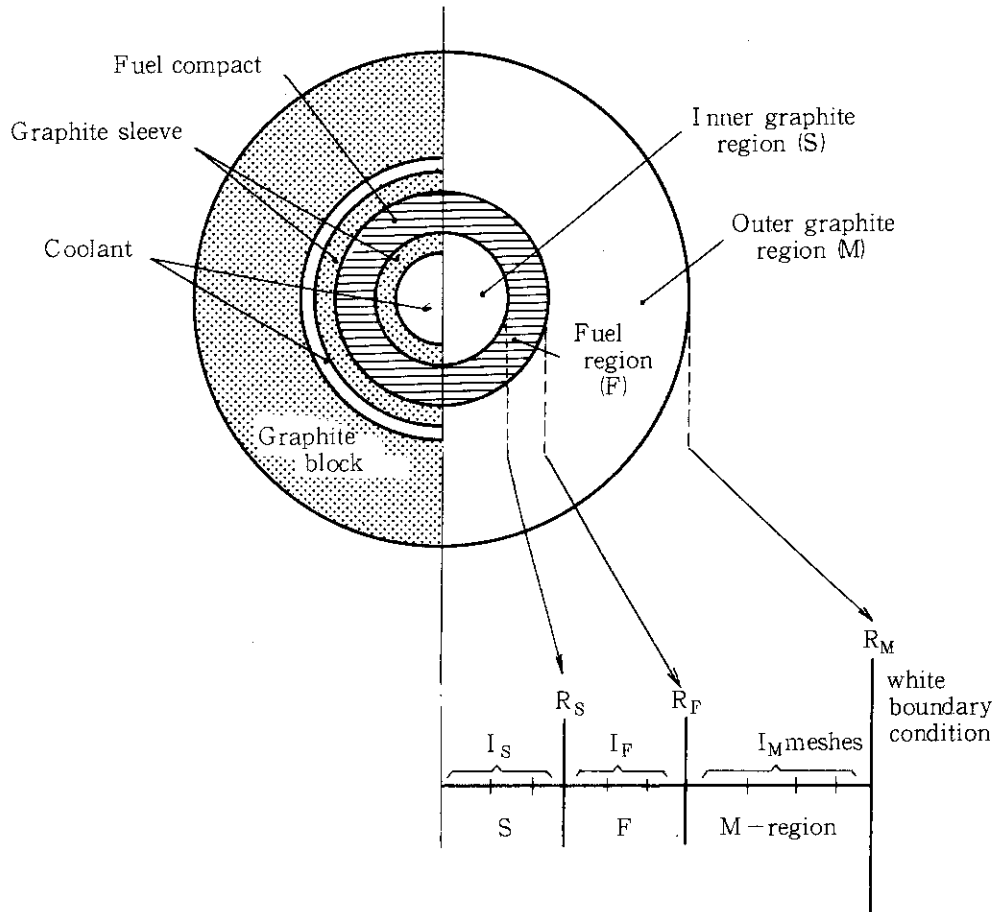


Fig. 3.3.1 Fuel lattice calculation model

3.3.2 可燃性毒物格子実効断面積計算

DELIGHT-6では、可燃性毒物(BP)には2重非均質性の効果を取り入れることが出来る。最初にBP粒子の自己遮蔽因子を求めBP棒の実効断面積を計算する。更にBP棒の自己遮蔽因子を求め、格子の実効断面積を計算する。

(1) 可燃性毒物格子の計算モデル

対象とする可燃性毒物の計算対象形状は、

均質化燃料ブロックに挿入された均質棒状毒物、

均質化燃料ブロックに挿入された粒子状毒物と結合材との均一混合毒物棒、

の2種類に限定され、中性子束の空間分布、つまり shielding factor が計算される。その場合、以下のことを仮定する。

粒子状毒物は完全球形であり、かつ同一半径をもつ。この粒子は棒の中で規則正しい球形等価セルを構成する。毒物棒に対しても、規則正しい円筒格子を構成する。

計算モデルは、Fig. 3.3.2 に示すように、BP棒の外周に均質化燃料を配置し、1次元円筒座標で扱う。BP棒は、燃焼に伴う核種密度の空間分布を考慮し、等体積のN個のメッシュ

(領域)で分割する(Nは入力値)。一方、均質化燃料は2個の領域に区別し、それぞれIA個、IB個のメッシュで分割する(IA, IBは入力値)。BP棒内は多数のBP粒子とマトリックスで構成されるので、BP棒内の領域i(i=1~N)に属するBP粒子の単位格子(BP grain GiとMatrix Miから成る)を設定する。

(2) 実効断面積の計算

BP棒の領域iにおける実効断面積 $\bar{\Sigma}_g^{X,P}$ は

$$\begin{aligned} \bar{\Sigma}_g^{X,P} &= \frac{\sum_g^{X,G_i} \phi_g^{G_i} V_{G_i} + \sum_g^{X,M_i} \phi_g^{M_i} V_{M_i}}{\phi_g^{G_i} V_{G_i} + \phi_g^{M_i} V_{M_i}} \\ &= \frac{\sum_g^{X,G_i} \Gamma_g^{G_i} \left(\frac{V_{G_i}}{V_{M_i}} \right) + \sum_g^{X,M_i}}{\Gamma_g^{G_i} \left(\frac{V_{G_i}}{V_{M_i}} \right) + 1} \end{aligned} \quad (3.3.5)$$

で計算される。但し、 \sum_g^{X,G_i} 、 \sum_g^{X,M_i} は G_i 、 M_i 領域の反応Xに関する断面積、 $\phi_g^{G_i}$ 、 $\phi_g^{M_i}$ は G_i 、 M_i 領域の平均中性子束、 V_{G_i} 、 V_{M_i} は体積である。 $\Gamma_g^{G_i}$ は $\phi_g^{G_i} / \phi_g^{M_i}$ で定義されるが、次式から計算される。

$$\Gamma_g^{G_i} = P_0(\sum_g^{a,G_i} \cdot r_G) \quad (3.3.6)$$

ここで、 r_G はBP粒子径、 $P_0(X)$ は3.1.1(1)で述べたものと同じである。

次に、BP棒と均質化燃料から成るBP格子の実効断面積を求める。衝突確率法による輸送計算から求められたメッシュにおける中性子束分布を ϕ_g^i 、体積を V_i とする。BP格子の実効断面積 $\bar{\Sigma}_g^{X,cell}$ は、

$$\begin{aligned} \bar{\Sigma}_g^{X,cell} &= \frac{\sum_{i=1}^N \bar{\Sigma}_g^{X,P_i} \phi_g^i V_i + \sum_g^{X,H} \phi_g^H V_H}{\sum_{i=1}^N \phi_g^i V_i + \phi_g^H V_H} \\ &= \frac{\sum_{i=1}^N \bar{\Sigma}_g^{X,P_i} \Gamma_g^{P_i} \left(\frac{V_{P_i}}{V_H} \right) + \sum_g^{X,H}}{\sum_{i=1}^N \Gamma_g^{P_i} \left(\frac{V_{P_i}}{V_H} \right) + 1} \end{aligned} \quad (3.3.7)$$

により計算される。但し、

$$\begin{aligned} \phi_g^H &= \frac{1}{V_H} \sum_{j \in H} \phi_g^j V_j \\ V_H &= \sum_{j \in H} V_j \end{aligned} \quad (3.3.8)$$

$$\Gamma_g^{P_i} = \frac{\phi_g^{P_i}}{\phi_g^H}$$

であり、 $\Sigma_g^{X,H}$ は均質化燃料の反応 X に関する断面積である。

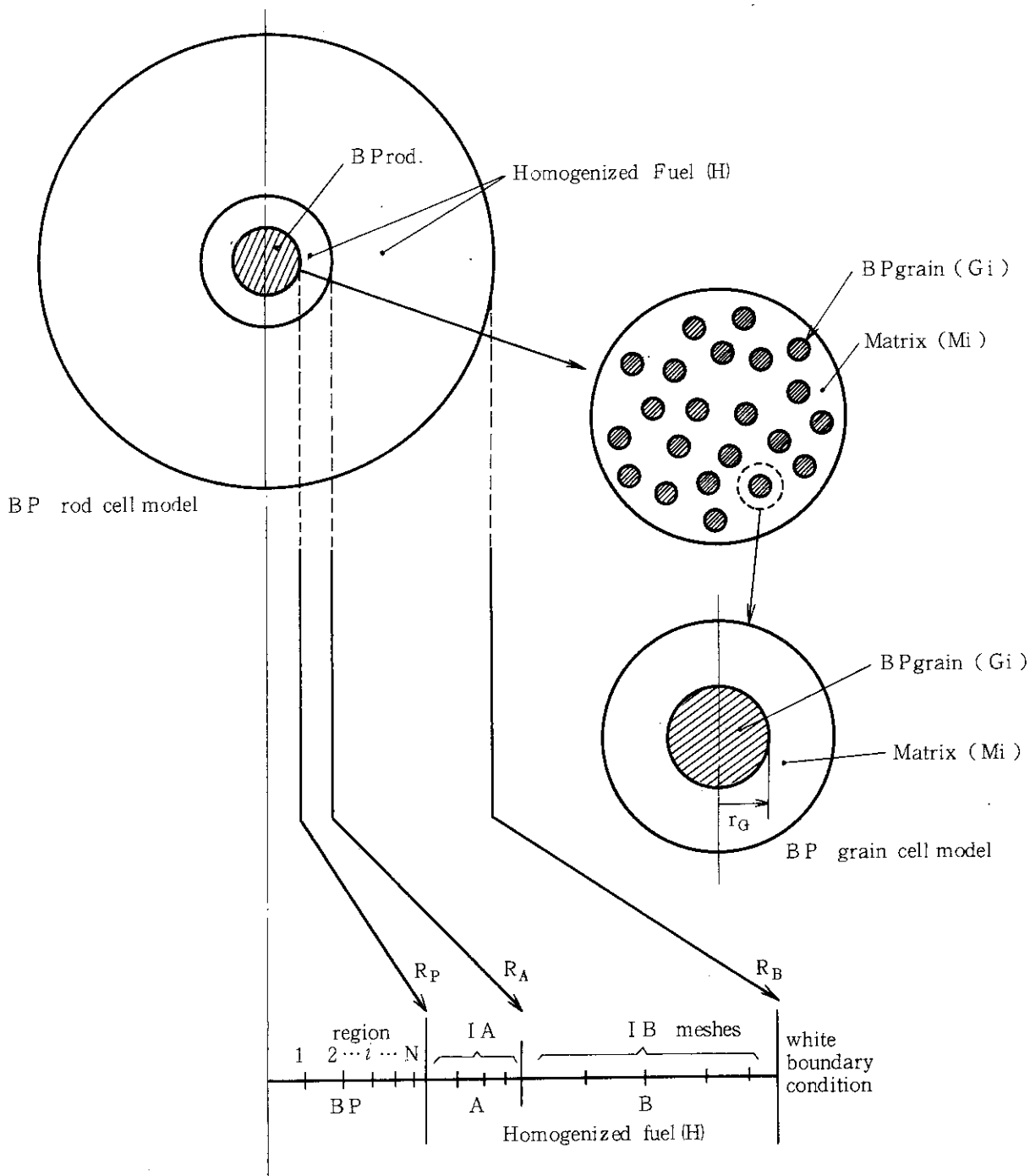


Fig. 3. 3. 2 Burnable poison lattice calculation model

3.3.3 臨界計算

燃料格子計算あるいは可燃性毒物計算で求められた実効断面積を用いて、各種格子の核特性量を計算する。また、少数群から縮約群への縮約を行なう。

(1) 格子核特性

① 格子増倍率

0次元（無限体系），多群の中性子平衡式は

$$\Sigma_g^t \phi_g = S_{um} \sum_{g'}^s \phi_{g'} + \frac{1}{\lambda} f_g S_{um} \nu \Sigma_g^f \phi_{g'} \quad (3.3.9)$$

ここで、 λ は個有値で増倍係数、 ϕ_g は g 群の integrated flux である。

この式をMatrix法により解くが、その際核分裂により発生する中性子が全体で1個と規格化する。

すなわち、

$$\lambda = S_{um} \nu \Sigma_{g'}^f \phi_{g'} \quad (3.3.10)$$

したがって、

$$\Sigma_g^t \phi_g = S_{um} \sum_{g'} \phi_{g'} + f_g \quad (3.3.11)$$

この式を解いて ϕ_g を求め、 λ を計算すると格子の無限増倍率 K_∞ が求められる。ここで、 f_g は核分裂性核種による中性子発生数を重みとした平均核分裂中性子スペクトル

$$f_g = \frac{\sum_{k=1}^{13} S_{um} f_g(k) \cdot \nu \sigma_g^f(k) N_k \phi_g}{\sum_{k=1}^{13} S_{um} \nu \sigma_g^f(k) N_k \phi_g} \quad (3.3.12)$$

である。

バックリング B_g^2 による中性子の漏れを仮定した実効増倍率 k_{eff} は次式から求める。

$$k_{eff} = S \nu \Sigma_g^f \phi_g^* \quad (3.3.13)$$

ここで、 ϕ_g^* は次の平衡式をMatrix法により解いた値である。

$$\{ \Sigma_g^t + D_g B_g^2 \} \phi_g^* = S \sum_{g'}^s \phi_{g'}^* + f_g \quad (3.3.14)$$

B_g^2 は入力定数である。

② Fast fission factor

^{238}U の核分裂しきい値以下のエネルギーに減速される中性子の ^{238}U の核分裂しきい値以下のエネルギーでの核分裂により発生する中性子数に対する比。

$$\epsilon = \left\{ \sum_{g=1}^{J_f} \sum_{g'=J_f+1}^{G_{max}} \Sigma_{gg'}^s \phi_{g'} + \sum_{g=1}^{G_{max}} \sum_{g'=J_f+1}^{G_{max}} f_{g'} \nu \Sigma_g^f \cdot \phi_{g'} \right\} / \lambda^{th} \quad (3.3.15)$$

$$\lambda^{th} = \frac{\sum_{g=J_f+1}^{G_{max}} \nu \Sigma_g^f \phi_g}{k_\infty} \quad (3.3.16)$$

J_f は入力定数 (NGFAST)， G_{max} は少数群数。

③ Resonance escape probability

共鳴エネルギー領域へ入りくる中性子のうち熱エネルギー領域へ減速されていく中性子の割合。

$$P(1) = \left\{ \sum_{g=1}^{J_r} \sum_{g'=J_r+1}^I \Sigma_{gg'}^s \phi_g - \sum_{g=J_r+1}^{G_{\max}} \sum_{g'=1}^{J_r} \Sigma_{gg'}^s \phi_g \right\} / \epsilon \cdot \lambda^{th} \quad (3.3.17)$$

次の式によるP(2)も求める。

$$P(2) = (\epsilon \cdot \lambda^{th} - A) / \epsilon \cdot \lambda^{th} \quad (3.3.18)$$

$$A = \sum_{g=J_f+1}^{J_r} \Sigma_g^a \phi_g \quad (3.3.19)$$

J_f は入力定数 (NGTHEM)

④ 実効的 $\eta \cdot f$

吸収される熱中性子1個当り熱中性子核分裂により発生する高速中性子の数。

$$\eta \cdot f = \sum_{g=J_r+1}^{G_{\max}} \nu \Sigma_g^f \phi_g / \sum_{g=J_r+1}^{G_{\max}} \Sigma_g^a \phi_g \quad (3.3.20)$$

⑤ Conversion ratio

次の3通りの定義による conversion ratio (転換比) を求める。

CR1 = 分裂性核種の生成レートを同消滅レートで割ったもの。このとき $^{234}\text{U}(n, \gamma)$ ^{235}U 及び $^{240}\text{Pu}(n, \gamma)$ ^{241}Pu の反応も分裂性核種の生成と考える。最も通常の定義である。

CR2 = ^{233}U , ^{235}U の消滅当りの ^{232}Th , ^{238}U の利用度を示すもので, ^{232}Th , ^{238}U の速中性子による分裂も利用に含める。

CR3 = 親物質 ^{234}U , ^{240}Pu の生成とその ^{235}U , ^{241}Pu への転換は Th, Pu チェーン内部の現象として表に出さず ^{233}U , ^{235}U 及び有効な Pu の消滅当りの ^{232}Th , ^{238}U の利用度を示すもの。

計算式は

$$CR1 = \sum_{k=1,4,8,10} \sum_{g=1}^{G_{\max}} \sigma_g^c(k) N_k \phi_g / \sum_{k=3,5,9,11} \sum_{g=1}^{G_{\max}} \sigma_g^a(k) N_k \phi_g \quad (3.3.21)$$

$$CR2 = \sum_{k=1,8} \sum_{g=1}^{G_{\max}} \sigma_g^c(k) \cdot N_k \phi_g / \sum_{k=3,5} \sum_{g=1}^{G_{\max}} \sigma_g^a(k) N_k \phi_g \quad (3.3.22)$$

$$CR3 = \sum_{k=1,8} \sum_{g=1}^{G_{\max}} \sigma_g^c(k) N_k \phi_g / \left\{ \sum_{k=3,9} \sum_{g=1}^{G_{\max}} \sigma_g^a(k) N_k \phi_g + \sum_{k=5,11} \sum_{g=1}^{G_{\max}} \sigma_g^a(k) N_k \phi_g \right\} \quad (3.3.23)$$

但し, $\sigma_g^c(k) = \sigma_g^a(k) - \sigma_g^f(k)$

⑥ Reaction rate

Bare 値

$$R_{(\ell)}^B = \sum_{g=1}^{G_{\max}} \sigma_{g(\ell)} \phi_g \quad (3.3.24)$$

Sub-Cd 値

$$R_{(\ell)}^S = \sum_{g=J_r+1}^{G_{\max}} \sigma_g(\ell) \phi_g \quad (3.3.25)$$

但し、 ℓ は reaction の種類であり、以下のように分類される。

$\ell = 1$	^{55}Mn	absorption	7	$1/V$	absorption
2	^{176}Lu	"	8	^{235}U	fission
3	^{115}In	"	9	^{235}U	absorption
4	Cu	"	10	^{238}U	fission
5	^{197}Au	"	11	^{238}U	capture
6	^{164}Dy	"	12	^{239}Pu	fission

⑦ Micro parameter

- Fast fission ratio, δ^{28}
 ^{238}U fission rate と ^{235}U fission rate の比

$$\delta^{28} = R^B(10)/R^B(8) \quad (3.3.26)$$

- Epithermal fission ratio, δ^{25}
 ^{235}U の fast & resonance fission rate と thermal fission rate の比

$$\delta^{25} = [R^B(8) - R^S(8)]/R^S(8) \quad (3.3.27)$$

- Resonance capture ratio, ρ^{28}
 ^{238}U の fast & resonance capture rate と thermal capture rate の比

$$\rho^{28} = [R^B(11) - R^S(11)]/R^S(11) \quad (3.3.28)$$

- Relative conversion ratio, γ^0
 ^{238}U capture rate と ^{235}U absorption rate の比

$$\gamma^0 = [R^B(11)/R^B(9)]/[T^0] \quad (3.3.29)$$

⑧ Spectral index

次の3種のを計算する。

$\gamma^1 = \text{In}$ の absorption rate と Mn の absorption rate の比

$\gamma^2 = \text{Lu}$ " と "

$\gamma^3 = ^{239}\text{Pu}$ の fission rate と ^{235}U の fission rate の比

$$\gamma^m = [R^B(\ell_1)/R^B(\ell_2)]/[T^m] \quad (3.3.30)$$

ここで、

$$\begin{cases} m = 1 \\ \ell_1 = 3 \\ \ell_2 = 1 \end{cases} \quad \begin{cases} m = 2 \\ \ell_1 = 2 \\ \ell_2 = 1 \end{cases} \quad \begin{cases} m = 3 \\ \ell_1 = 12 \\ \ell_2 = 8 \end{cases}$$

なお⑦及び⑧で用いた〔T^m〕(m = 0, 1, 2, 3)は thermal column であり, flux が maxwellian 分布であるときの対応する reaction rate ratio で半固定入力定数として与えられている。これらの半固定入力定数の値はまとめて付録 6 に示してある。

⑨ 2群パラメーターの算出

縮約 2 群定数 $\Sigma_a^1, \nu\Sigma_f^1, \Sigma_r, \Sigma_a^2, \nu\Sigma_f^2$ 及び次の値を算出する。

$$\left. \begin{aligned} \epsilon &= \frac{\nu\Sigma_f^1}{\Sigma_r + \Sigma_a^1} \\ \rho &= \frac{\Sigma_r}{\Sigma_r + \Sigma_a^1} \\ f &= \frac{\Sigma_a^2(\text{fuel})}{\Sigma_a^2} \\ \eta \cdot f &= \frac{\nu\Sigma_f^2}{\Sigma_a^2} \end{aligned} \right\} \quad (3.31)$$

(2) 縮約群への縮約

中性子平衡式 (3.3.9) を解いて求めた中性子スペクトル ϕ_g を用いて, 少数群の実効断面積を縮約する。縮約は通常の方法に従って行なう。

3.3.4 燃焼計算

燃焼に伴う核種濃度変化, 燃焼度等の計算を行なう。

燃焼計算に用いられる中性子束は, JMSLALOM による燃料格子計算あるいは可燃性毒物格子計算を行なう場合には燃料コンパクトあるいは均質化燃料領域の平均中性子束を用い, 両方の計算を行なう場合には後者の中性子束を用いる。JMSLALOM による輸送計算を行わない場合には, 臨界計算で得られたポイント・モデルの中性子束を用いる。

(1) 核種濃度変化の計算

(i) 中性子束の規格化

格子の軸方向 1 cm 当りの全出力を P (W/cm) とし, t_m によって燃焼ステップを表わすと,

$$P = \beta \sum_{g=1}^{G_{\max}} \sum_{k=1}^{13} \alpha_k \cdot N_k(t_m) \cdot \sigma_g^f(k) \cdot \phi_g \quad (3.32)$$

但し, β は規格化因子,

α_k は核種 k の 1 fission 当りの energy 収率 [w・sec/fission],

この規格化因子 β を用いて, 規格化された中性子束 $[\phi]$ を求める。

$$[\phi_g] = \beta \phi_g \quad (3.33)$$

以下の式ではこの規格化された中性子束 $[\phi_g]$ を用いるものとし, 簡便のため ϕ_g と表示する。

(ii) 反応確率の計算 (k = 1 ~ 15)

$$\text{捕獲確率} \quad r_k = \sum_{g=1}^{G_{\text{max}}} \sigma_g^c(k) \phi_g \times 10^{-24} \quad (3.3.34)$$

$$\text{分裂確率} \quad \delta_k = \sum_{g=1}^{G_{\text{max}}} \sigma_g^f(k) \phi_g \times 10^{-24} \quad (3.3.35)$$

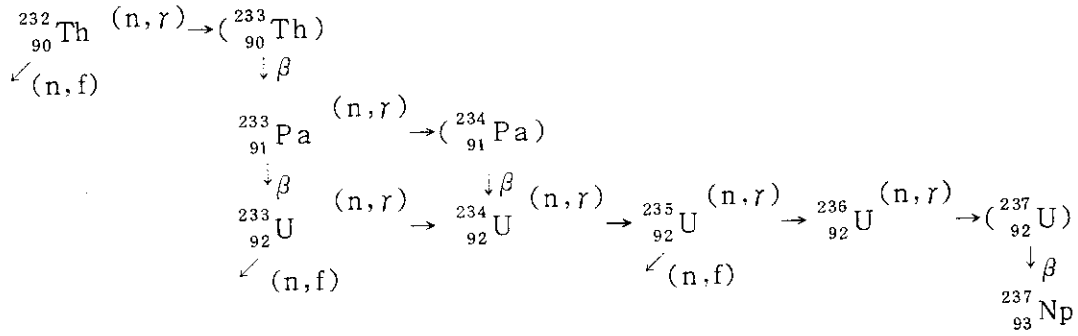
$$\text{消滅確率} \quad \mu_k = \lambda_k + r_k + \zeta_k \quad , \quad (3.3.36)$$

但し, $\sigma_g^c(k) = \sigma_g^a(k) - \sigma_g^f(k)$, λ_k は核種 k の decay constant [1/sec].

(iii) 燃料核種濃度の計算 (k = 1 ~ 13)

核種系列は次の分離した 2 系列を取り扱う。

① トリウム-ウムニウム系列 (k = 1 ~ 7)



() 中の核種はその半減期, 核断面積及び生成量からその核的効果は無視できるものであるのを考慮していない。

${}^{232}\text{Th}$, ${}^{233}\text{Pa}$, ${}^{233}\text{U}$, ${}^{234}\text{U}$, ${}^{235}\text{U}$, ${}^{236}\text{U}$, ${}^{237}\text{U}$ の各核種の原子数濃度 $N_k(t)$ は次式により計算される。

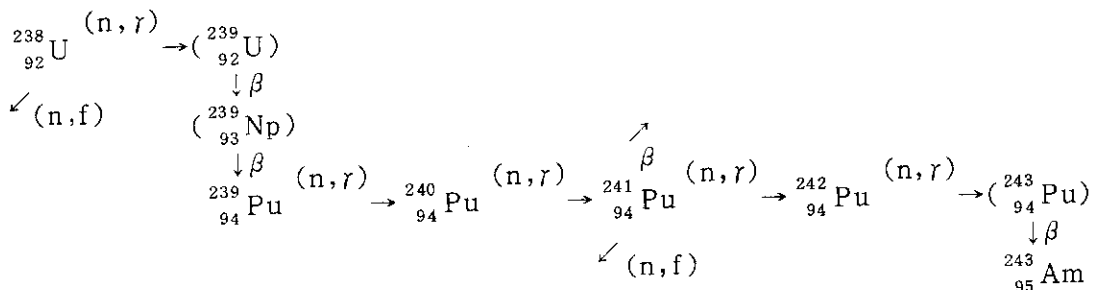
時刻 t_m よりスタートしてステップ間隔 Δt 後の時刻 $t_m + \Delta t$ における核種濃度 $N_k(t_m + \Delta t)$ は,

$$N_k(t_m + \Delta t) = \sum_{\ell=1}^7 A_k^{\ell}(t_m) e^{-\mu^{*\ell} \Delta t} \quad , \quad k = 1 \sim 7 \quad (3.3.37)$$

但し, $\mu^{*\ell} = \mu_{\ell}$ $\ell = 1 \sim 7$

$A_k^{\ell}(t_m)$ の値は Table 3.3.1 に示す。

② ウラン-プルトニウム系列 (k = 8 ~ 13)



①のトリウム-ウラニウム系列と同じ理由から、()の中の核種は考慮しない。

^{238}U , ^{239}Pu , ^{240}Pu , ^{241}Pu , ^{242}Pu , ^{243}Am の各核種の原子数濃度 $N_k(t)$ は次式により計算される。

$$N_k(t_m + \Delta t) = \sum_{\ell=1}^6 B_k^\ell(t_m) e^{-\mu^{**\ell} \Delta t} \quad k = 8 \sim 13 \quad (3.3.38)$$

但し, $\mu^{**\ell} = \mu_{\ell+7} \quad \ell = 1 \sim 6$

$B_k^\ell(t_m)$ の値は Table 3.3.2 に示す。

(IV) 核分裂生成核種

核分裂生成核種としては①; ^{135}Xe , ②; ^{149}Sm , ③; ①, ②を除く核分裂生成核種 (pseudo element) の3種に分けて考える。

① ^{135}Xe ($k = 14$)

$$N_k(t_m + \Delta t) = a_1 \frac{\sum_{k=1}^{13} N_k(t_m) \cdot \zeta_k \cdot Y(k \rightarrow ^{135}\text{Xe})}{\lambda(^{135}\text{Xe}) + r(^{135}\text{Xe})} \quad (3.3.39)$$

② ^{149}Sm ($k = 15$)

$$N_k(t_m + \Delta t) = a_2 \frac{\sum_{k=1}^{13} N_k(t_m) \cdot \zeta_k \cdot Y(k \rightarrow ^{149}\text{Sm})}{r(^{149}\text{Sm})} \quad (3.3.40)$$

ここで, $\lambda(^{135}\text{Xe})$ は ^{135}Xe の decay constant [1/sec]。 $Y(k \rightarrow ^{135}\text{Xe})$, $Y(k \rightarrow ^{149}\text{Sm})$ は核種 k の核分裂1つ当りの ^{135}Xe , ^{149}Sm のそれぞれの収率。
 $r(^{135}\text{Xe})$, $r(^{149}\text{Sm})$ はそれぞれ ^{135}Xe , ^{149}Sm の捕獲確率。

①, ②の式で表わす意味は ^{135}Xe , ^{149}Sm の核種濃度は第0ステップ以外は平衡値に適しているということである。

③ Pseudo fission product ($k = 16 \sim 27$)

1つの核分裂により non saturating, slow saturating 及び rapid saturating の3つの pseudo fission product が生じると考え, その pseudo fission products に等価的な核断面積 (吸収断面積, 崩壊定数, 等) を割り当てる。

pseudo fission products としては次の4種類を考える。

FP-233 ($k = 16, 20, 24$) : $k = 1 \sim 4$ の核種の核分裂により生じるもの

FP-235 ($k = 17, 21, 25$) : $k = 5 \sim 8$ "

FP-239 ($k = 18, 22, 26$) : $k = 9 \sim 10$ "

FP-241 ($k = 19, 23, 27$) : $k = 11 \sim 13$ "

pseudo fission products の数 N_k は次のように求める。

a) Non saturating pseudo element ($k = 16 \sim 19$)

$$N_k(t_m + \Delta t) = N_k(t_m) + a_{k-13} \sum_{\ell} \Delta N_\ell^f \quad (3.3.41)$$

b) Slow saturating pseudo element ($k = 20 \sim 23$)

$$N_k(t_m + \Delta t) = N_k(t_m) e^{-(\lambda_k + L_k)\Delta t} + a_{k-17} \frac{R_k}{\lambda_k + L_k} (1 - e^{-(\lambda_k + L_k)\Delta t}) \quad (3.3.42)$$

c) Rapid saturating pseudo element ($k = 24 \sim 27$)

$$N_k(t_m + \Delta t) = a_{k-21} \frac{R_k}{\lambda_k + L_k} \quad (3.3.43)$$

ここで、

$$\left. \begin{aligned} R_k &= S_{um} N_\ell(t_m) \cdot \zeta_\ell \cdot Y(\ell \rightarrow k) \\ \zeta_\ell &= \sum_{g=1}^{G_{max}} \sigma_g^f(\ell) \phi_g \times 10^{-24} \\ \lambda_k &= \text{decay constant} \\ L_k &= \gamma_k = \sum_{g=1}^{G_{max}} \sigma_g^c(k) \phi_g \times 10^{-24} \end{aligned} \right\} \quad (3.3.44)$$

以上により燃焼によって原子数濃度の変化する核種 ($k = 1 \sim 27$) の第 m ステップ終了時 (第 $m+1$ ステップ開始時) の原子数濃度が求まる。

ここで $a_1 \sim a_6$ はそれぞれの fission products の purge factor で $0 \sim 1.0$ の値を取り、入力定数である。

なお、燃料核種、FP核種の原子数密度は燃料格子平均で扱われているため、次の燃焼ステップにおける燃料コンパクトの組成は、格子平均値のものを $(V_S + V_F + V_M)/V_F$ して求める。

(V) ボロン (^{10}B) の燃焼

黒鉛構造材中に含まれる不純物としてのボロン (^{10}B) は反応度を与える影響が大きく、その燃焼による濃度変化を無視することはできない。

今、燃焼ステップ m (時刻 t_m) における ^{10}B の原子数密度を $N_{28}(t_m)$ 、その Δt 時間後の時刻 $t_m + \Delta t$ における ^{10}B の原子数密度を $N_{28}(t_m + \Delta t)$ とすると、

$$\frac{dN_{28}(t)}{dt} = -\mu_{28} N_{28}(t) \quad (3.3.45)$$

から (^{10}B の Identification number は 28),

$$N_{28}(t_m + \Delta t) = e^{-\mu_{28} \cdot \Delta t} N_{28}(t_m) \quad (3.3.46)$$

但し、 μ_{28} は ^{10}B の消滅確率で $\mu_{28} = \gamma_{28} = \sum_{g=1}^{G_{max}} \sigma_g^c(28) \phi_g \times 10^{-24}$ 。また、 $\sigma_g^c(28)$ は ^{10}B のエネルギー群 g の微視捕獲断面積、 ϕ_g はエネルギー群 g の中性子束である。

更に ^{10}B が消滅した場合は ^{11}B (Identification number 29) の増加とする。但し ^{11}B は燃焼により消滅しないとする。

$$\Delta N_{29} = N_{28}(t_m) - N_{28}(t_m + \Delta t) \quad (3.3.47)$$

$$N_{29}(t_m + \Delta t) = N_{28}(t_m) + \Delta N_{29} \quad (3.3.48)$$

(2) 燃焼度の計算

(i) ステップ間の核分裂数, 燃焼度

まずステップ Δt 間の核種別分裂数 [コ/cm³] は次の通り計算される。

- トリウム-ウラン系列 $k = 1 \sim 7$

$$\Delta N_k^f = \sum_{\ell=1}^7 A_k^\ell(t_m) \frac{[1 - e^{-\mu^{*\ell} \cdot \Delta t}]}{\mu^{*\ell}} \zeta_k \times 10^{24} \quad (3.3.49)$$

但し $\mu^{*\ell} = \mu_\ell$, $\ell = 1 \sim 7$

- ウラン-プルトニウム系列 $k = 8 \sim 13$

$$\Delta N_k^f = \sum_{\ell=1}^6 B_k^\ell(t_m) \frac{[1 - e^{-\mu^{**\ell} \cdot \Delta t}]}{\mu^{**\ell}} \zeta_k \times 10^{24} \quad (3.3.50)$$

但し $\mu^{**\ell} = \mu_{\ell+7}$, $\ell = 1 \sim 6$

したがって全分裂数 [コ/cm³] は

$$\Delta N^f = \sum_{k=1}^{13} \Delta N_k^f \quad (3.3.51)$$

次にステップ Δt 間における燃焼度は下記の式により計算される。

$$\Delta M_k = \Delta N_k^f \frac{\alpha_k}{86,400} \frac{1}{\rho_f} \quad k = 1 \sim 13 \quad (3.3.52)$$

$$\Delta M = \sum_{k=1}^{13} \Delta M_k \quad * \text{単位は [MWD/T]} \quad (3.3.53)$$

ここで ρ_f は初装荷時の燃料の重金属部分の密度である。入力定数 N_k から次の式で計算して用いる。

$$\rho_f = \sum_{k=1}^{13} \frac{A_k}{a} N_k(o) \quad [\text{g/cm}^3] \quad (3.3.54)$$

但し, A_k は核種 k の原子量 [g],

a はアボガドロ数 0.6024×10^{24} [コ],

$N_k(o)$ は核種 k の初装荷における原子数密度 [コ/cm³].

また燃焼度の他の表示法として, F I F A (fission per initial fissile atom), F I M A (fission per initial metallic atom) の値を求める。

それぞれ初装荷時の fissile atom 及び metallic atom の原子数密度を $N_f(o)$, $N_m(o)$

で表わすと、

$$N_f(o) = \sum_{k=3,5,9,11}^{um} N_k(o) \quad , \quad (3.355)$$

$$N_m(o) = \sum_{k=1}^{13} N_k(o) \quad . \quad (3.356)$$

したがってステップ間 Δt での値は

$$\Delta F_f = N^f / N_f(o) \quad , \quad (3.357)$$

$$\Delta F_m = N^f / N_m(o) \quad . \quad (3.358)$$

(ii) 積算核分裂数, 燃焼度

• 積算核分裂数

$$N_k^f(t_m + \Delta t) = N_k^f(t_m) + \Delta N_k^f \quad , \quad (3.359)$$

$$N^f(t_m + \Delta t) = N^f(t_m) + N^f \quad . \quad (3.360)$$

• 積算燃焼度

$$M_k(t_m + \Delta t) = M_k(t_m) + \Delta M_k \quad , \quad (3.361)$$

$$M(t_m + \Delta t) = M(t_m) + \Delta M \quad , \quad (3.362)$$

$$F_f(t_m + \Delta t) = F_f(t_m) + \Delta F_f \quad , \quad (3.363)$$

$$F_m(t_m + \Delta t) = F_m(t_m) + \Delta F_m \quad . \quad (3.364)$$

以上の諸式に含まれる量のうち、あるものはtime step毎に異なった値を取り、厳密にはtime stepを表わすindex(t_m)をつける必要がある。

time stepにおける計算において一定値である量には表示の簡素化のため、index(t_m)を落してある。但し、同一のtime stepでの計算において異なったtime stepの値が用いられている量についてはtime stepを表わすindex(t_m)を付けて示している。

(3) 可燃性毒物の原子数密度

燃焼が進むにつれて、BP棒内各領域の ^{10}B 原子数密度が変化するが、DELIGHT-6では、格子平均の値が扱われる。

出力に対して規格化された中性子束 $\phi_g^{P_i}$ (可燃性毒物格子計算で得られた中性子束分布)を用いて、各BP領域の ^{10}B 原子数密度格子平均値 $N_{B_i}(t_{m+1})$ は $N_{B_i}(t_m)$ を用いて、次のように表わされる。

$$N_{B_i}(t_{m+1}) = N_{B_i}(t_m) \cdot e^{-\mu_{28,i} \Delta t_m} \quad (3.365)$$

$$\mu_{28,i} = \sum_{g=1}^{G_{max}} \Gamma_g^{G_i} \sigma_g^a \phi_g^{P_i} \times 10^{-24} \quad (3.366)$$

但し、 $\mu_{28,i}$ は3.3.5(1)(V)における μ_{28} に*i*領域依存性を持たせたものであり、 σ_g^a は ^{10}B の

微視吸収断面積である。 $\Gamma_g^{G_i}$ は B P 粒子の自己遮蔽因子である。

次の燃焼ステップにおける B P 棒内各領域の ^{10}B 原子数密度は $(V_H + \sum_{i=1}^N V_{P_i}) / V_{P_i}$ 倍され、更に、B P 粒子内の ^{10}B 原子数密度は $(V_{M_i} + V_{G_i}) / V_{G_i}$ 倍して求められる。

Table 3.3.1 $A'_k(t_m)$ (Th-U Series)

$k \backslash \ell$	1	2	3	4	5	6	7
1 ($^{232}_{90}\text{Th}$)	$N_1(t_m)$	0	0	0	0	0	0
2 ($^{233}_{91}\text{Pa}$)	$\left[\begin{matrix} k=1, \ell=1 \\ \times \frac{\gamma_1}{\mu_2 - \mu_1} \end{matrix} \right]$	$N_2(t_m)$ $-\left[\begin{matrix} k=2, \ell=1 \end{matrix} \right]$	0	0	0	0	0
3 ($^{233}_{92}\text{U}$)	$\left[\begin{matrix} k=2, \ell=1 \\ \times \frac{\lambda_2}{\mu_3 - \mu_1} \end{matrix} \right]$	$\left[\begin{matrix} k=2, \ell=2 \\ \times \frac{\lambda_2}{\mu_3 - \mu_2} \end{matrix} \right]$ $-\left[\begin{matrix} k=3, \ell=1 \sim 2 \end{matrix} \right]$	$N_3(t_m)$ $-\left[\begin{matrix} k=3, \ell=1 \sim 2 \end{matrix} \right]$	0	0	0	0
4 ($^{234}_{92}\text{U}$)	$\left[\begin{matrix} k=2 \\ \ell=1 \end{matrix} \right] \times \frac{\gamma_2}{\mu_4 - \mu_1}$ $\left[\begin{matrix} k=3 \\ \ell=1 \end{matrix} \right] \times \frac{\gamma_3}{\mu_4 - \mu_1}$	$\left[\begin{matrix} k=2 \\ \ell=2 \end{matrix} \right] \times \frac{\gamma_2}{\mu_4 - \mu_2}$ $\left[\begin{matrix} k=3 \\ \ell=2 \end{matrix} \right] \times \frac{\gamma_3}{\mu_4 - \mu_2}$	$\left[\begin{matrix} k=3 \\ \ell=3 \end{matrix} \right] \times \frac{\gamma_3}{\mu_4 - \mu_3}$	$N_4(t_m)$ $-\left[\begin{matrix} k=4, \ell=1 \sim 3 \end{matrix} \right]$	0	0	0
5 ($^{235}_{92}\text{U}$)	$\left[\begin{matrix} k=4, \ell=1 \\ \times \frac{\gamma_4}{\mu_5 - \mu_1} \end{matrix} \right]$	$\left[\begin{matrix} k=4, \ell=2 \\ \times \frac{\gamma_4}{\mu_5 - \mu_2} \end{matrix} \right]$	$\left[\begin{matrix} k=4, \ell=3 \\ \times \frac{\gamma_4}{\mu_5 - \mu_3} \end{matrix} \right]$	$\left[\begin{matrix} k=4, \ell=4 \\ \times \frac{\gamma_4}{\mu_5 - \mu_4} \end{matrix} \right]$	$N_5(t_m)$ $-\left[\begin{matrix} k=5, \ell=1 \sim 4 \end{matrix} \right]$	0	0
6 ($^{236}_{92}\text{U}$)	$\left[\begin{matrix} k=5, \ell=1 \\ \times \frac{\gamma_5}{\mu_6 - \mu_1} \end{matrix} \right]$	$\left[\begin{matrix} k=5, \ell=2 \\ \times \frac{\gamma_5}{\mu_6 - \mu_2} \end{matrix} \right]$	$\left[\begin{matrix} k=5, \ell=3 \\ \times \frac{\gamma_5}{\mu_6 - \mu_3} \end{matrix} \right]$	$\left[\begin{matrix} k=5, \ell=4 \\ \times \frac{\gamma_5}{\mu_6 - \mu_4} \end{matrix} \right]$	$\left[\begin{matrix} k=5, \ell=5 \\ \times \frac{\gamma_5}{\mu_6 - \mu_5} \end{matrix} \right]$	$N_6(t_m)$ $-\left[\begin{matrix} k=6, \ell=1 \sim 5 \end{matrix} \right]$	0
7 ($^{237}_{93}\text{Np}$)	$\left[\begin{matrix} k=6, \ell=1 \\ \times \frac{\gamma_6}{\mu_7 - \mu_1} \end{matrix} \right]$	$\left[\begin{matrix} k=6, \ell=2 \\ \times \frac{\gamma_6}{\mu_7 - \mu_2} \end{matrix} \right]$	$\left[\begin{matrix} k=6, \ell=3 \\ \times \frac{\gamma_6}{\mu_7 - \mu_3} \end{matrix} \right]$	$\left[\begin{matrix} k=6, \ell=4 \\ \times \frac{\gamma_6}{\mu_7 - \mu_4} \end{matrix} \right]$	$\left[\begin{matrix} k=6, \ell=5 \\ \times \frac{\gamma_6}{\mu_7 - \mu_5} \end{matrix} \right]$	$\left[\begin{matrix} k=6, \ell=6 \\ \times \frac{\gamma_6}{\mu_7 - \mu_6} \end{matrix} \right]$	$N_7(t_m)$ $-\left[\begin{matrix} k=7, \ell=1 \sim 6 \end{matrix} \right]$

Note. $(k=x, \ell=y)$ means $\Lambda'_k(t_m)$ for $k=x$ and $\ell=y$ or $\Lambda'_x(t_m)$.
 $(k=x', \ell=1 \sim y')$ means $\sum_{\ell=1}^y \Lambda'_{x'}(t_m)$.

Table 3.3.2 $B'_k(t_m)$ (U-Pu series)

$k \backslash \ell$	1	2	3	4	5	6
$8 \left(\begin{smallmatrix} 238 \\ 92 \end{smallmatrix} \text{U} \right)$	$N_8(t_m)$	0	0	0	0	0
$9 \left(\begin{smallmatrix} 239 \\ 94 \end{smallmatrix} \text{Pu} \right)$	$\left[\begin{matrix} k=8, \ell=1 \\ \frac{\gamma_8}{\mu_9 - \mu_8} \end{matrix} \right]$	$N_9(t_m)$ $-\left[\begin{matrix} k=9, \ell=1 \end{matrix} \right]$	0	0	0	0
$10 \left(\begin{smallmatrix} 240 \\ 94 \end{smallmatrix} \text{Pu} \right)$	$\left[\begin{matrix} k=9, \ell=1 \\ \frac{\gamma_9}{\mu_{10} - \mu_8} \end{matrix} \right]$	$\left[\begin{matrix} k=9, \ell=2 \\ \frac{\gamma_9}{\mu_{10} - \mu_9} \end{matrix} \right]$	$N_{10}(t_m)$ $-\left[\begin{matrix} k=10, \ell=1 \sim 2 \end{matrix} \right]$	0	0	0
$11 \left(\begin{smallmatrix} 241 \\ 94 \end{smallmatrix} \text{Pu} \right)$	$\left[\begin{matrix} k=10, \ell=1 \\ \frac{\gamma_{10}}{\mu_{11} - \mu_8} \end{matrix} \right]$	$\left[\begin{matrix} k=10, \ell=2 \\ \frac{\gamma_{10}}{\mu_{11} - \mu_9} \end{matrix} \right]$	$\left[\begin{matrix} k=10, \ell=3 \\ \frac{\gamma_{10}}{\mu_{11} - \mu_{10}} \end{matrix} \right]$	$N_{11}(t_m)$ $-\left[\begin{matrix} k=11, \ell=1 \sim 3 \end{matrix} \right]$	0	0
$12 \left(\begin{smallmatrix} 242 \\ 94 \end{smallmatrix} \text{Pu} \right)$	$\left[\begin{matrix} k=11, \ell=1 \\ \frac{\gamma_{11}}{\mu_{12} - \mu_8} \end{matrix} \right]$	$\left[\begin{matrix} k=11, \ell=2 \\ \frac{\gamma_{11}}{\mu_{12} - \mu_9} \end{matrix} \right]$	$\left[\begin{matrix} k=11, \ell=3 \\ \frac{\gamma_{11}}{\mu_{12} - \mu_{10}} \end{matrix} \right]$	$\left[\begin{matrix} k=11, \ell=4 \\ \frac{\gamma_{11}}{\mu_{12} - \mu_{11}} \end{matrix} \right]$	$N_{12}(t_m)$ $-\left[\begin{matrix} k=12, \ell=1 \sim 4 \end{matrix} \right]$	0
$13 \left(\begin{smallmatrix} 243 \\ 95 \end{smallmatrix} \text{Am} \right)$	$\left[\begin{matrix} k=12, \ell=1 \\ \frac{\gamma_{12}}{\mu_{13} - \mu_8} \end{matrix} \right]$	$\left[\begin{matrix} k=12, \ell=2 \\ \frac{\gamma_{12}}{\mu_{13} - \mu_9} \end{matrix} \right]$	$\left[\begin{matrix} k=12, \ell=3 \\ \frac{\gamma_{12}}{\mu_{13} - \mu_{10}} \end{matrix} \right]$	$\left[\begin{matrix} k=12, \ell=4 \\ \frac{\gamma_{12}}{\mu_{13} - \mu_{11}} \end{matrix} \right]$	$\left[\begin{matrix} k=12, \ell=5 \\ \frac{\gamma_{12}}{\mu_{13} - \mu_{12}} \end{matrix} \right]$	$N_{13}(t_m)$ $-\left[\begin{matrix} k=13, \ell=1 \sim 5 \end{matrix} \right]$

Note. $[k=x, \ell=y]$ means $B'_k(t_m)$ for $k=x, \ell=y$ or $B'_x(t_m)$.
 $[k=x; \ell=1 \sim y]$ means $\sum_{\ell=1}^y B'_x(t_m)$.

3.4 補助計算機能

3.4.1 中性子漏洩効果の計算

格子体系内に大口径孔や幅広い空隙がある場合、そこからの中性子の漏洩流が時として特性に著しい影響を与えることがある。本コードではこれら孔、空隙からの中性子漏洩効果を評価できる。

この中性子漏洩効果は P. Benoist ⁽²⁵⁾ 理論に準拠し、空孔や空隙を考慮して拡散係数を算出し、それとバックリングを併用し無限系に対して漏洩補正を行なうものとした。なお本コードで漏洩効果を考慮する対象系は、

- ① 円筒型中心空孔 …… 2 領域モデル (cavity 領域と外側領域),
- ② 円環型ギャップ …… 3 領域モデル (内部領域, ギャップ領域, 外部領域),

の 2 系である。

(1) 空隙域からの漏洩

中性子漏洩の計算に関しては \bar{D}_r^k 及び \bar{D}_z^k の計算が重要になる。これについては P. BENOIST により広く研究がなされている。本コードにおいても P. BENOIST の方式をとり入れるものとした。今、領域を i, j で示し、領域の体積を V_i, V_j で示す。また、領域 j の mean free path を λ_j 、中性子束を ϕ_j とし、領域 i で生成し領域 j で first flight collision を起こす確率 $P_{ij,\ell}^k$ ($\ell = \text{radial, axial}$) とする。このとき、P. BENOIST によれば \bar{D}_1^k は次のように定義できる。

$$\bar{D}_1^k = \frac{1}{3} \cdot \frac{\sum_{i,j} \phi_i^k V_i \lambda_j^k P_{ij,\ell}^k}{\sum_i \phi_i^k V_i} \quad (\ell = \text{radial, axial}), \quad (3.4.1)$$

$$P_{ij,\ell}^k = \frac{1}{V_i \phi_i^k \lambda_j^k} \int_{(j)} d\tau \int_{(i)} d\tau' \frac{e^{-\Sigma R}}{R^2} \cdot 3 \Omega_1^2 \nu_i(\underline{r}_i, \underline{\Omega}) \quad (3.4.2)$$

ここで、 $d\tau, d\tau'$ は微少体積、 R は 2 点間の距離、 (ΣR) はその optical distance であり、 $\nu_i(\underline{r}_i, \underline{\Omega})$ は点 r_i での Ω 方向への neutron density である。従って、問題は (3.4.2) により $P_{ij,\ell}^k$ を求めることに帰する。今、 $\ell = 0$ で方向性も考慮した平均値を示すとすれば、

$$\sum_j P_{ij,0}^k = 1 \quad (3.4.3)$$

が厳密に成り立つ。しかし、 $\ell = \text{radial, axial}$ に対しても独立に中性子保存が成り立つと仮定しても大きい誤差は生じないので、

$$\sum_j P_{ij,\ell}^k = 1 \quad (3.4.4)$$

を仮定する。こうすれば、

$$V_i \lambda_j^k P_{ij,\ell}^k = V_i \lambda_i^k P_{ji,\ell}^k \quad (3.4.5)$$

が成立する。今、ここで $\nu_i(\underline{r}_i, \underline{\Omega})$ に対して、一様かつ等方性を仮定すると (3.4.2) は、

$$P_{ij,\ell}^k = \frac{1}{V_i \lambda_j^k} \int_{(i)} d\tau \int_{(i)} d\tau' \frac{e^{-\Sigma R}}{4 \pi R^2} 3 \Omega_\ell^2 \quad (3.4.6)$$

となる。理論上、体系はいくつの領域であってもよいが、余り多領域になると $P_{ij,\ell}^k$ の計算に時間を費やすようになり不利であることから、今、ギャップ領域を含んだ3領域からなるモデルを考える。すなわち、第1領域はギャップ層より内側領域、第2領域はギャップ層そして第3領域はギャップ層より外側領域である。このとき \bar{D}_ℓ^k を求める式は(3.4.1)より、

$$\begin{aligned} \bar{D}_\ell^k = D_M^k & \left[1 + \frac{\phi_M^k}{\phi_i^k} \left\{ \frac{V_c}{V_t} + \frac{V_F}{V_t} \left(1 - \frac{D_M^k}{D_F^k} \right) + \frac{V_c \phi_c^k (r_c - r_F)}{V_t \phi_M^k 3 D_M^k} \right\} (Q_\ell^k + Q_{\ell'}^k) \right. \\ & + \frac{V_c}{V_t} \cdot \frac{r_F}{3 D_M^k} \left\{ \frac{\phi_c^k}{\phi_M^k} \left(1 - \frac{D_M^k}{D_F^k} \right) + \frac{\phi_F^k}{\phi_M^k} - \frac{D_M^k}{D_F^k} \right\} W_\ell^k \\ & \left. + \frac{V_F}{V_t} \cdot \frac{r_F}{3 D_M^k} \left(1 - \frac{D_M^k}{D_F^k} \right) \left(\frac{\phi_F^k}{\phi_M^k} - \frac{D_M^k}{D_F^k} \right) T_\ell^k \right] \quad (3.4.7) \end{aligned}$$

となる。ここで、 r_F 及び r_c はそれぞれギャップ層の内半径及び外半径であり、 λ_F^k 、 λ_M^k はギャップ層内、外領域の k 群における mean free path、 V_F 、 V_M はその体積、 D_F^k 、 D_M^k は k 群の平均拡散係数、 ϕ_F^k 、 ϕ_M^k はその k 群の平均中性子束である。また、 V_c 及び ϕ_c^k はギャップ層の体積及び k 群の中性子束である。これらのうち V_F 、 V_M 、 ϕ_F^k 、 ϕ_M^k 、 D_F^k 、 D_M^k は次のように求める。

$$\left. \begin{aligned} V_F &= \sum_{j=1}^{N_b} (V_{fj} + V_{sj} + V_{cj}) + \sum_{j=N_b+1}^{J-1} V_j, \\ V_M &= \sum_{j=J+1}^N V_j, \quad V_c = V_J, \\ V_t &= V_F + V_M + V_c, \\ \phi_F^k &= \left\{ \sum_{j=1}^{N_b} (\phi_{fj}^k V_{fj} + \phi_{sj}^k V_{sj} + \phi_{cj}^k V_{cj}) + \sum_{j=N_b+1}^{J-1} \phi_j^k V_j \right\} / V_F, \\ \phi_M^k &= \left\{ \sum_{j=J+1}^N \phi_j^k V_j \right\} / V_M, \quad \phi_c^k = \phi_J^k, \\ \phi_t^k &= (\phi_F^k V_F + \phi_c^k V_c + \phi_M^k V_M) / V_t, \\ D_F^k &= \frac{\sum_{j=1}^{N_b} (D_{fj}^k \phi_{fj}^k V_{fj} + D_{sj}^k \phi_{sj}^k V_{sj} + D_{cj}^k \phi_{cj}^k V_{cj}) + \sum_{j=N_b+1}^{J-1} D_j^k \phi_j^k V_j}{V_F \cdot \phi_F^k}, \\ D_M^k &= \frac{\sum_{j=J+1}^N D_j^k \phi_j^k V_j}{V_M \cdot \phi_M^k} \end{aligned} \right\} (3.4.8)$$

ここで J はギャップ領域の番号である。一方、 $Q_\ell^k, Q_\ell^{\prime k}, W_\ell^k, T_\ell^k$ は衝突確率であり、対象領域が円筒形であることから、

$$Q_\ell = \frac{1}{2 \pi r_C^2 S_C} \int_{(S_C)} dS \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\psi \cos \psi X_0^2 \int_0^{\pi/2} d\theta \ 3 \Omega_\ell^2, \quad (3.4.9)$$

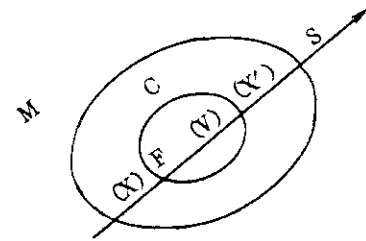
$$Q_\ell' = \frac{1}{2 \pi V_C r_C} \int_{(S_F)} dS \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\psi \cos \psi X_0 X_0' \int_0^{\pi/2} d\theta \ 3 \Omega_\ell^2 e^{-v_0/\lambda_F \sin \theta}, \quad (3.4.10)$$

$$W_\ell = \frac{\lambda_F}{2 \pi V_C r_F} \int_{(S_F)} dS \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\psi \cos \psi X_0 \int_0^{\pi/2} d\theta \sin \theta \ 3 \Omega_\ell^2 \\ \times (1 - e^{-v_0/\lambda_F \sin \theta}), \quad (3.4.11)$$

$$T_\ell = \frac{\lambda_F}{r_F'} \left(1 - \frac{\lambda_F}{2 \pi V_F} \int_{(S_F)} dS \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\psi \cos \psi \int_0^{\pi/2} d\theta \sin^2 \theta \ 3 \Omega_\ell^2 \right) \\ \times (1 - e^{-v_0/\lambda_F \sin \theta}) \quad (3.4.12)$$

となる。ここで V_0, X_0, X_0' はそれぞれ V, X, X' の円筒軸に直角な面（水平面）への projection であり、 V, X, X' はそれぞれギャップ層領域及びギャップ領域の chord である（右下図参照）。また θ は中性子の輸送方向と z 軸のなす角であり、 ψ はそれと x 軸のなす角である。これらの $Q_\ell, Q_\ell', W_\ell, T_\ell$ と first flight collision probability の関係は次のとおり。

$$\left. \begin{aligned} P_{FF,\ell} &= (2 V_F / S_F \cdot \lambda_F) \cdot T_\ell, \\ P_{FM,\ell} &= 1.0 - P_{FF,\ell}, \\ P_{MF,\ell} &= (V_F \lambda_M / V_M \lambda_F) (1 - P_{FF,\ell}), \\ P_{MM,\ell} &= 1.0 - P_{MF,\ell}, \\ P_{CF,\ell} &= (2 V_F / S_F \lambda_F) W_\ell, \\ P_{CM,\ell} &= 1.0 - P_{CF,\ell}, \\ P_{MC,\ell} &= (V_C \lambda_M / V_M \lambda_C) (1 - P_{CF,\ell}), \\ P_{CC,\ell} &= (2 V_C / S_C \lambda_C) (Q_\ell + Q_\ell'). \end{aligned} \right\} \quad (3.4.13)$$



ここで S_F, S_C はギャップ内領域及びギャップ領域の外表面積を示す。なお、ここではエネルギー群 k をはぶいて示している。次に Q_ℓ, Q_ℓ' に着目しよう。

$$3 \Omega_z^2 = 3 \cos^2 \theta, \quad 3 \Omega_r^2 = \frac{3}{2} \sin^2 \theta \quad (3.4.14)$$

であることから、(3.4.9)及び(3.4.10)を積分すると、

$$\left. \begin{aligned} Q_z &= \frac{3}{2} Q_0 \\ Q_r &= \frac{3}{4} Q_0 \\ Q_0 &= \frac{4}{3} F(\alpha) \\ F(\alpha) &= \frac{1 - \frac{3}{4}\alpha + \frac{3}{4}\alpha^2 - \frac{1}{2}[(1+\alpha^2)E(\alpha) - (1-\alpha^2)K(\alpha)]}{(1-\alpha)(1-\alpha^2)} \end{aligned} \right\} (3.4.15)$$

となる。 α は (r_F/r_C) であり、 $E(\alpha)$ 及び $K(\alpha)$ はそれぞれ第1種及び第2種の完全楕円積分である。以上により問題は $F(\alpha)$ 、 W_ℓ 、 T_ℓ 、 Q'_ℓ を求めることに帰する。今、セル効果を考慮したときの Q_r 、 W_r 、 T_r を各々 Q_r^* 、 W_r^* 、 T_r^* で示すものとする。P. Benoistによれば Q_r^* 、 W_r^* 、 T_r^* は次のように求められる。

$$Q_r^* = Q_r + Q'_r - \frac{(1+\alpha)(1-\eta W_r)^2}{\Delta - \alpha \eta (1-\eta T_r)} \quad (3.4.16)$$

$$W_r^* = W_r - \alpha \cdot \frac{(1-\eta W_r)(1-\eta T_r)}{\Delta - \alpha \eta (1-\eta T_r)} \quad (3.4.17)$$

$$T_r^* = T_r - \alpha \cdot \frac{(1-\eta T_r)^2}{\Delta - \alpha \eta (1-\eta T_r)} \quad (3.4.18)$$

$$\Delta = \frac{r \left(r+1 + \frac{V_C+V_F}{2V_M} \right)}{r^2 - \frac{3r+1}{2} \cdot \frac{V_C+V_F}{V_M}} \quad (3.4.19)$$

ここで、

$$r = \frac{r_C}{3D_M}, \quad \eta = \frac{r_F}{3D_F}, \quad \alpha = \frac{r_F}{r_C} \quad (3.4.20)$$

である。これにより、 W_ℓ 、 T_ℓ 、 $F(\alpha)$ を求めれば、(3.4.7)より平均拡散係数 D_ℓ が求まることになる。本コードではこれらを fitting 式により求めるものとし、付録7にその方法を示した。

(2) 空孔域からの漏洩

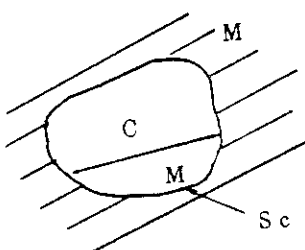
一様媒体内に空孔のある系における(3.4.1)式と同義の式は次のようになる。

$$\bar{D}^k = \frac{1}{3(V_M+V_C)} [V_M \lambda_M^k P_{MM}^k + V_C \lambda_M^k P_{CM}^k + V_M \lambda_C^k P_{MC}^k + V_C \lambda_C^k P_{CC}^k]. \quad (3.4.21)$$

ここで

$$\left. \begin{aligned}
 P_{MM}^k &\cong 1.0, \\
 P_{CM}^k &\cong 1.0, \\
 P_{MC}^k &= \frac{V_C}{V_M} \cdot \frac{\lambda_m}{\lambda_C}, \\
 P_{CC}^k &= \frac{r_C}{\lambda_C} \cdot Q_k \\
 Q_k &= \frac{1}{r_C^2 S_C} \int_{S_C} ds \int_{2\pi} \mu \frac{d\Omega}{4\pi} 3 \Omega_k^2 X^2
 \end{aligned} \right\} \quad (3.4.22)$$

を用いれば (3.4.21) 式は次式のように表示できる。



$$\left. \begin{aligned}
 \bar{D}^k &= \frac{1}{3} \lambda_M \left(1 + \frac{V_C}{V_t} + \frac{V_C}{V_t} \cdot \frac{r_C}{\lambda_M} Q_k \right) \\
 V_t &= V_M + V_C
 \end{aligned} \right\} \quad (3.4.23)$$

なお、 Q_1 及び Q_2 は各々 1.0, 2.0 である。

3.4.2 格子内中性子束分布の計算

一般に被覆燃料粒子を用いた黒鉛減速ガス冷却炉は炉物理上の観点から見た場合には燃料核種の共鳴吸収に関する特性以外は均質格子と見立ててよく、すなわち格子内のいたる所で中性子束のエネルギー分布は同一であり且つ中性子束レベルも等しい、として計算しても精度上大きな問題はないとされている。したがって通常、格子を均質化して一点近似で取り扱い、燃料核種の共鳴吸収の計算に対してのみ中性子束の空間的遮蔽効果を取り入れる。しかし実際の格子（燃料要素）は燃料棒、黒鉛スリーブ、黒鉛ブロックなどから構成され構造上はかなり不均一なものになっており、中性子束は高速エネルギー領域ではブロック内で低く、熱エネルギー領域では燃料棒内で降下するという空間的な分布をもつことになり、その歪の程度は一般に前者は燃料棒間隔が大きい程、後者は燃料棒が太い程大きくなる。そこでこの格子内中性子束分布を一次元拡散近似で計算するものとした。以下にその計算方法について述べる。

(1) モデル化と群定数

燃料要素内には複数本の燃料棒あるいは燃料ピン（燃料棒+黒鉛スリーブ）が存在するが、計算対象形状は一本の燃料棒あるいは燃料ピンを中心とする等価的な1チャンネルであり、幾何学的には一次元円筒モデルである。異なった群定数をもつ領域の数は最大10個まで取り扱えるが、そのうち核分裂性物質を含む燃料領域は1領域のみ許され領域番号を入力指定する。なお可燃性毒物 (^{10}B) の存在は全ての領域で許される。

また、本コードの計算対象である黒鉛減速ガス冷却炉の燃料要素は、核特性上の観点からは空間的にはほとんど均一と言ってよく、格子内中性子束空間分布を考慮した格子平均群定数を

用いて臨界・燃焼計算を行なっても、その計算結果に与える影響は著しく小さいことが容易に想像される。そこで格子内の微細な中性子束空間分布を見積ることを主眼とし、その求められた中性子束分布を中性子束エネルギー分布計算や臨界・燃焼計算に feed back はしない。したがって、領域毎巨視断面積の作成には、格子内平均の中性子束エネルギー分布を用いて少数群、に縮約された核種毎の微視断面積を使用しており、領域毎の巨視断面積の差異は核種の原子数密度が領域毎に異なることのみによっている。

(2) 基礎方程式と解法

第 i 群の中性子平衡式は

$$-\nabla[D^i(r) \cdot \nabla \phi^i(r)] + \Sigma_T^i(r) \cdot \phi^i(r) = \chi^i \cdot S(r) + \sum_{j=1}^I \Sigma^{j,i}(r) \phi^j(r) .$$

$$i = 1 \sim I \quad 2 \leq I \leq 10 \quad (3.4.24)$$

ここで、
 ϕ^i ; 第 i 群の中性子束 (energy integrated flux)
 r ; 原点からの距離
 D ; 拡散係数
 Σ_T ; 全断面積, $\Sigma_T^i(r) = \Sigma_a^i(r) + \sum_{j=1}^I \Sigma^{j,i}(r)$
 χ^i ; 核分裂スペクトルの第 i 群の積分値 ($\sum_i \chi^i = 1$)
 S ; 中性子源密度 ($\int_R S dV = 1$)

(3.4.24) 式を反復計算で解くときは、得られた $\phi^i(r)$ を用いて次回の $S(r)$ として

$$S(r) = \frac{\sum_i (\nu \Sigma_f(r))^i \cdot \phi^i(r)}{\lambda}$$

とおいて反復を行なう。

ここで、
 $\nu \Sigma_f$; 分裂利得断面積
 λ ; 固有値 (実効増倍率)

(3.4.24) 式を解くことにより中性子束の空間分布が得られる。解法は通常の Backward-Foreward 法であるが、本計算では上方散乱の効果を取り入れているので、エネルギー依存の値に反復計算が必要である。

(3.4.24) 式の第 1 項は、

$$-D^i(r) \frac{d^2 \phi^i(r)}{dr^2} - D^i(r) \frac{1}{r} \frac{d\phi^i(r)}{dr} - \frac{dD^i(r)}{dr} \phi^i(r) \quad (3.4.25)$$

領域番号を ℓ ($\ell = 1 \sim L$)、メッシュ番号を n ($n = 1 \sim N$) とする。

1 つの領域 ℓ 内では群定数 [(3.4.24) 式の係数] は一定値とする。また燃焼ステップが進めば群定数は当然変わってくるが、この計算で求められた中性子束分布の値は臨界・燃焼計算には feed back しないので、1 つの領域内では群定数の値は同一である。またメッシュ幅 Δr も 1 つの領域内で一定値 Δr_ℓ をとる。

(A) 領域 ℓ の内点

$$\left[\frac{d^2 y}{dr^2} \right]_{r=r_n} = \frac{y_{n+1} - 2y_n + y_{n-1}}{(\Delta r_n)^2} \quad (3.4.26)$$

$$\left[\frac{dy}{dr} \right]_{r=r_n} = \frac{y_{n+1} - y_{n-1}}{2(\Delta r_n)} \quad (3.4.27)$$

ここで,

$$a_n^i = \frac{D_n^i}{(\Delta r_n)^2} \quad (3.4.28)$$

$$c_n^i = \left(1 + \frac{\Delta r_n}{2r_n} \right) a_n^i \quad (3.4.29)$$

$$d_n^i = \chi_n^i S_n + \sum_{j=1}^I \Sigma_n^{j,i} \phi_n^j \quad (3.4.30)$$

ただし $n \in \ell$ に対しては $D_n^i = D_\ell^i$, $\Delta r_n = \Delta r_\ell$, $\Sigma_n^{j,i} = \Sigma_\ell^{j,i}$ となるから

$$a_n^i = a_\ell^i \quad (3.4.31)$$

とおくと

$$\phi_{n+1}^i = \frac{2a_n^i + \Sigma_{T,n}^i}{c_n^i} \phi_n^i - \frac{a_n^i - \frac{\Delta r_n}{2r_n} a_n^i + b_n^i}{c_n^i} \phi_{n-1}^i - \frac{d_n^i}{c_n^i} \quad (3.4.32)$$

更に置き換えをやれば

$$\phi_{n+1}^i = k_n^i \phi_n^i - \ell_n^i \phi_{n-1}^i - m_n^i \quad (3.4.33)$$

$$k_n^i = \frac{2a_n^i + \Sigma_{T,n}^i}{c_n^i} \quad (3.4.34)$$

$$\ell_n^i = \frac{\left(1 - \frac{\Delta r_n}{2r_n} \right) a_n^i}{c_n^i} \quad (3.4.35)$$

$$m_n^i = \frac{d_n^i}{c_n^i} \quad (3.4.36)$$

ここで, ϕ は次の backward recurrence formula によって解く。

$$\phi_n^i = \frac{\phi_{n+1}^i + \beta_n^i}{\alpha_n^i} \quad (3.4.37)$$

α , β はあらかじめ forward recurrence formula によって解いておくがその式は次のようにして得られる。(3.4.37)式から,

$$\phi_{n-1}^i = \frac{\phi_n^i + \beta_{n-1}^i}{\alpha_{n-1}^i} \quad (3.4.38)$$

これを(3.4.33)式に代入して,

$$\phi_n^i = \frac{\phi_{n+1}^i + \frac{\ell_n^i}{\alpha_{n-1}^i} \beta_{n-1}^i + m_n^i}{k_n^i - \frac{\ell_n^i}{\alpha_{n-1}^i}} \quad (3.4.39)$$

この式と(3.4.37)式とから

$$\alpha_n^i = k_n^i - \frac{\ell_n^i}{\alpha_{n-1}^i} \quad (3.4.40)$$

$$\beta_n^i = \frac{\ell_n^i}{\alpha_{n-1}^i} \cdot \beta_{n-1}^i + m_n^i \quad (3.4.41)$$

となる。

α , β , ϕ の出発値は $r = 0$ 及び $r = R$ での境界条件から得られる。また, 上方散乱を考慮したために(3.4.30)式の右辺で必要になる中性子束 $\phi_n^j (j \leq i)$ の値は前回の反復計算で求められている値を用いる。

(B) 領域と領域との境界 (Interface boundary) $r = r_B$

境界 $r = r_B$ での条件は

$$\left\{ \begin{array}{l} \phi_{B+}^i = \phi_{B-}^i = \phi_B^i \\ \lim_{r \rightarrow r_{B+}} J_+^i = \lim_{r \rightarrow r_{B-}} J_-^i \\ J^i = -D^i \frac{d\phi^i}{dr} \end{array} \right. \quad (3.4.42)$$

ここで, -, + の添字はそれぞれ境界の左, 右の領域に属することを示す。

境界点での係数(3.4.28) ~ (3.4.30) は n 点での値のみでなく $(n+1)$ 点及び $(n-1)$ 点での値を用いることにより求められる。

すなわち $r_B - \frac{\Delta r_-}{2}$ 及び $r_B + \frac{\Delta r_+}{2}$ における中性子流 J_+^i, J_-^i を Taylor 展開して(3.4.24)式を用いて変形すると, 最終的な結果として以下の式を得る。

$$\phi_B^i = \frac{\phi_{B+1}^i + \beta_B^i}{\alpha_B^i} \quad , \quad \phi_{B+1}^i = \phi_{n+1}^i \quad (3.4.43)$$

$$\left. \begin{aligned} \alpha_B^i &= K_B^i - \frac{L_B^i}{\alpha_{B-1}^i} \quad , \quad \alpha_{B-1}^i = \alpha_{n-1}^i \quad . \\ \beta_B^i &= \frac{\beta_{B-1}^i}{\alpha_{B-1}^i} L_B^i + M_B^i \quad , \quad \beta_{B-1}^i = \beta_{n-1}^i \end{aligned} \right\} \quad (3.4.44)$$

$$\left. \begin{aligned} K_B^i &= \frac{1}{\gamma_B^i L_{B+}} \left\{ \left(L_{B-} + \frac{e_{B-}^i \sum_{TB-}^i}{2} \right) + \gamma_B^i \left(L_{B+} + \frac{e_{B+}^i \sum_{TB+}^i}{2} \right) \right\} \cdot \\ L_B^i &= \frac{1}{\gamma_B^i} \frac{L_{B-}}{L_{B+}} \quad . \\ M_B^i &= \frac{1}{2 \gamma_B^i L_{B+}} (\gamma_B^i e_{B+}^i d_{B+}^i + e_{B-}^i d_{B-}^i) \quad . \end{aligned} \right\} \quad (3.4.45)$$

$$\left. \begin{aligned} L_{B-} &= 1 - \frac{\Delta r_{B-}}{2 r_B} \quad , \quad L_{B+} = 1 + \frac{\Delta r_{B+}}{2 r_B} \quad . \\ e_{B-}^i &= \frac{(\Delta r_{B-})^2}{D_{B-}^i} \quad , \quad e_{B+}^i = \frac{(\Delta r_{B+})^2}{D_{B+}^i} \quad . \\ \gamma_B^i &= \frac{D_{B+}^i}{D_{B-}^i} \cdot \frac{\Delta r_{B-}}{\Delta r_{B+}} \quad . \end{aligned} \right\} \quad (3.4.46)$$

但し, $B_- \rightarrow n-1$, $B_+ \rightarrow n+1$ とする。

(C) 外側境界条件

• 中心点

$$\text{対称条件} \left(\frac{d\phi}{dr} \right)_{r=0} = 0 \quad (3.4.47)$$

最終式は,

$$\left. \begin{aligned} \phi_1^i &= \frac{\phi_2^i + \beta_1^i}{\alpha_1^i} \quad , \\ \alpha_1^i &= 1 + \frac{\sum_{T1}^i \cdot (\Delta r_2)^2}{4 D_1^i} \quad , \\ \beta_1^i &= \frac{d_1^i (\Delta r_2)^2}{4 D_1^i} \quad . \end{aligned} \right\} \quad (3.4.48)$$

但し, $\Delta r_1 = 0$, $\Delta r_2 = \Delta r(1)$

・最外点

$$\text{対称条件} \left(\frac{d\phi^i}{dr} \right)_{r_N} = 0 \quad (3.4.49)$$

最終式は,

$$\phi_N^i = \frac{d_N^{i+2} a_N^i \beta_{N-1}^i / \alpha_{N-1}^i}{\sum_{T,N}^i + 2 a_N^i (\beta_{N-1}^i / \alpha_{N-1}^i)} \quad (3.4.50)$$

以上で求めた中性子束 ϕ_n^i から (3.4.25) 式で定義されている中性子源 S_n を求め、 ϕ_n^i を求めるために仮定した S_n^* との比較及び (3.4.30) 式の d_n^i を求めるために仮定した ϕ_n^{i*} と ϕ_n^i との比較により収束判定をする。未収束の場合は前記の計算を繰り返し、収束した場合は出力量の計算へ移る。

3.4.3 Xe 及び Sm 吸収断面積の分離

本コードは多群の格子燃焼計算コードであり、計算結果として得られた中性子束エネルギー分布を用いて、少数群多次元の炉心計算用の縮約群定数を作成することが、主要な機能の1つである。

ところで、本コードの格子群定数作成の際に、Xe 及び Sm 蓄積の効果は次のごとく考慮されている。すなわち、Xe 及び Sm を他の核分裂生成核種とは別個の独立核種として扱い、その蓄積量は入力値である出力レベルと計算量である中性子束エネルギー分布に対応した平衡値に達しているとして求めて、マクロ吸収断面積の作成の際に加味する。

しかし、実際には、本コードにより作成した格子群定数を用いた炉心計算を行なった場合、求まる各炉心位置における出力レベルと中性子束エネルギー分布は、格子群定数作成の際に用いた出力レベルと中性子束エネルギー分布とは異なるので、正しいXe 及びSm 蓄積量に基づく格子群定数を用いた炉心計算ではないことになる。このため、炉心計算において、Xe 及びSm の蓄積量とマクロ吸収断面積を次の式により再評価できるように出力量を増加した。

・炉心計算におけるマクロ吸収断面積 Σ_a^i の補正式

$$\Sigma_a^i = \Sigma_{a_0}^i - \Sigma_{a_0}^i(\text{Xe}) \left(1 - \frac{N_{\text{Xe}}}{N_{\text{Xe}}^0} \right) - \Sigma_{a_0}^i(\text{Sm}) \left(1 - \frac{N_{\text{Sm}}}{N_{\text{Sm}}^0} \right) \quad (3.4.51)$$

$$N_{\text{Xe}} = \sum_{i=1}^I A_0^i \phi^i \times 10^{-24} / \{ \lambda(\text{Xe}) + \sum_{i=1}^I \sigma_a^i(\text{Xe}) \phi^i \times 10^{-24} \} \quad (3.4.52)$$

$$N_{\text{Sm}} = \sum_{i=1}^I F_0^i \phi^i / \sum_{i=1}^I \sigma_a^i(\text{Sm}) \phi^i \quad (3.4.53)$$

$$\left. \begin{aligned} \Sigma_{a_0}^i(\text{Xe}) &= N_{\text{Xe}}^0 \sigma_a^i(\text{Xe}) . \\ \Sigma_{a_0}^i(\text{Sm}) &= N_{\text{Sm}}^0 \sigma_a^i(\text{Sm}) . \end{aligned} \right\} \quad (3.4.54)$$

ここで、 i はエネルギー群を表わし、

N_{Xe} , N_{Sm} は ^{135}Xe 及び ^{149}Sm の原子数密度 ($\times 10^{-24} \text{ cm}^{-3}$),

$\sigma_a^i(\text{Xe})$, $\sigma_a^i(\text{Sm})$ は ^{135}Xe 及び ^{149}Sm のマイクロ吸収断面積 (barn),

A_o^i , F_o^i は ^{135}Xe 及び ^{149}Sm の発生割合に関する指標,

$\lambda(\text{Xe})$ は ^{135}Xe の崩壊定数 (sec^{-1}),

ϕ^i は $\Sigma_a^i = \Sigma_{a0}^i$ を用いて炉心計算で求めた中性子束 ($\text{cm}^{-2} \cdot \text{sec}^{-1}$).

なお、suffix 0 は炉心計算に入力される初期値であることを示し、DELIGHT-6 コードから出力される。

• DELIGHT-6 コードの関連出力量

(i) 新たな出力量 (燃焼ステップ毎)

$$A_o^i = \sum_{k=1}^{13} N_k \sigma_f^i(k) Y(k \rightarrow ^{135}\text{Xe}) \quad (3.4.55)$$

$$F_o^i = \sum_{k=1}^{13} N_k \sigma_f^i(k) Y(k \rightarrow ^{149}\text{Sm}) \quad (3.4.56)$$

但し、

N_k は核分裂性核種 k の原子数密度 ($\text{コ}/\text{cm}^3$),

$\sigma_f(k)$ は核種 k のマイクロ分裂断面積 (barn),

$Y(k \rightarrow ^{135}\text{Xe})$, $Y(k \rightarrow ^{149}\text{Sm})$ は核種 k の核分裂 1 コ当りの ^{135}Xe 及び ^{149}Sm のそれぞれの収率。

(ii) 従来から出力量であるが、出力形式を整備したもの

Σ_{a0}^i , N_{Xe}^o , N_{Sm}^o (燃焼ステップ毎)

$\sigma_a^i(\text{Xe})$, $\sigma_a^i(\text{Sm})$

3.4.4 中性子平均速度の算出

原子炉の動特性解析において中性子の平均速度が必要になるが本コードでは速中性子スペクトルはレサジー表示であり、一方、熱中性子スペクトルはエネルギー表示であることからこれを考慮して中性子平均速度を次式で算出する。まず、速中性子領域の少数群番号 I の中性子速度は、

$$\bar{v}_f = \frac{\int_{u_\ell}^{u_u} \phi(u) du}{\frac{1}{\sqrt{2}} \int_{u_\ell}^{u_u} \frac{\phi(u)}{\sqrt{E}} du} = \frac{\sum_{k=k_\ell}^{k_u} \phi^k \Delta^k}{\frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{k=k_\ell}^{k_u} \phi^k \cdot \Delta^k \cdot \bar{U}^k} \quad (3.4.57)$$

ここで、多数群 k は群番号を、 k_u , k_ℓ は番 I 群の上、下限群番号を示し、 u_u , u_ℓ は上、下限エネルギーに対応するレサジーである。また Δ^k は第 k 群のレサジー幅である。なお、 \bar{U}^k は次式で求める。

$$\bar{U}^k = (E^k)^{-\frac{1}{2}} = \{E_0 \exp(-(0.125 + 0.25(k-1)))\}^{-\frac{1}{2}} \quad (3.4.58)$$

一方、熱中性子領域の平均速度は次式で算出する。

$$\begin{aligned} \bar{v}_{th}^I &= \frac{\int_{E_\ell}^{E_u} \phi(E) dE}{\frac{1}{\sqrt{2}} \int_{E_\ell}^{E_u} \frac{\phi(E)}{E} dE} = \frac{\sum_{k=k_\ell}^{k_u} \phi^k \Delta^k}{\frac{1}{\sqrt{2}} \sum_{k=k_\ell}^{k_u} \phi^k \Delta^k \left(\frac{E^k + E^{k-1}}{2} \right)^{-\frac{1}{2}}} \\ &= \frac{\sum_{k=k_\ell}^{k_u} \phi^k \Delta^k}{\sum_{k=k_\ell}^{k_u} \frac{\phi^k \cdot \Delta^k}{\sqrt{E^k + E^{k-1}}}} \end{aligned} \quad (3.4.59)$$

この場合、 Δ^k は第 k 群のエネルギー幅である。

なお、同様な方法で少数群構造における中性子速度も計算される。

4. プログラム構成

4.1 プログラムの概要

DELIGHT-6は約7000ステップのFORTRAN-77用プログラムであり、MAIN PROGRAMと53個のSUBROUTIN及び15個のFUNCTIONで構成されている。

配列の大きなCOMMON文は、速中性子領域少数群数、熱中性子領域少数群数及び衝突確率法計算(JMSLALOM)における空間メッシュ数に対して、FORTRAN-77のPARAMETER文を利用することにより、その大きさが可変となっており、実行時の使用コア容量の有効利用が図られている。

4.2 サブルーチン

DELIGHT-6を構成するサブルーチンの名称とその機能をTable 4.2.1に示す(但し、一般的な外部ライブラリー関数は除く)。

主要なサブルーチンの流れをFig.4.2.1～Fig.4.2.5に示す。

サブルーチンのtree structureをFig.4.2.6に示す。

なお、DELIGHT-6で使用する外部ライブラリー関数は、REAL, FLOAT, CMPLX, IABS, ABS, MINO, AIMAG, SQRT, DSQRT, EXP, DEXP, LOG, ALOG, ALOG 10, ASIN, ATAN, TANH, DERFである。

4.3 デイメンジョン変更

DELIGHT-6は、FORTRAN-77のPARAMETER文を用いて、少数群数、衝突確率法による輸送計算の空間メッシュ数に関してデイメンジョンを変更することが出来る。デイメンジョンを変更するサブルーチンはAVCROS, BLOCKD, BPINPT, BURNUP, CLEAR, CRITIC, CSAV, CURRNT, ERROR, FEWGC, GAMSUB, INPUTS, JMSLM, LEAK, MAIN, OUTPUT, OUTSP, PAIRCL, PEAKFX, POUTPT, PWM, THERMS, THMLIBの24個である。

少数群数、空間メッシュ数は、FORTRAN-77のコンパイル時に必要なPOファイルにパラメーター文として指定される。

デイメンジョン変更のためのJCLを一例として下に示す。


```

//JCLG JOB
// EXEC JCLG
//SYSIN DD DATA,DLM='++'
// JUSER 80899249,TA.DOI,0194.100
    T.2 C.3 W.4 P.0 I.4 OPN
    OPTP PASSWORD=67649249,NOTIFY=J9249
//STP01 EXEC GEMTOPSM,DSN=J9249.DELIGHT6,ODSN=J9249.N1,UNIT=TSSWK,
//      MOD='AVCROS,BPINPT,BURNUP,CLEAR,CRITIC,CSAV,FSDM,GAMSUB',
//      Q='.FORT77'
//STP02 EXEC GEMTOPSM,DSN=J9249.DELIGHT6,ODSN=J9249.N2,UNIT=TSSWK,
//      MOD='FEWGC,LEAK,OUTPUT,OUTSP,PEAKFX,POUTPT,THERMS,THMLIB',
//      Q='.FORT77'
//STP03 EXEC GEMTOPSM,DSN=J9249.DELIGHT6,ODSN=J9249.N3,UNIT=TSSWK,
//      MOD='CURRNT,ERROR,PAIRCL,PWM',
//      Q='.FORT77'
//STP11 EXEC FORT77,SO=J9249.N1,A='INCLUDE'
//SYSINC DD DSN=J9249.INCLUDE.FORT77,DISP=SHR
//STP12 EXEC FORT77,SO=J9249.N2,A='INCLUDE',DISP=MOD
//SYSINC DD DSN=J9249.INCLUDE.FORT77,DISP=SHR
//STP13 EXEC FORT77,SO=J9249.N3,A='INCLUDE,AUTODBL(DBLPAD4)',
//      DISP=MOD
//SYSINC DD DSN=J9249.INCLUDE.FORT77,DISP=SHR
//STP21 EXEC LKEDUP77,LM='J9249.DELIGHT6',A='MAP'
//STP22 EXEC CONDENSE,DSN=J9249.DELIGHT6
//STP31 EXEC DELETE,DSN=J9249.N1.FORT77
//STP32 EXEC DELETE,DSN=J9249.N2.FORT77
//STP33 EXEC DELETE,DSN=J9249.N3.FORT77
++
//

```

この例では、少数群数、空間メッシュ数は INCLUDE.FORT77 というファイルに以下の
ような形式で指定されている。

```

INTEGER TMESH¥
PARAMETER (NGRP¥ = 32, MESH¥ = 10)
PARAMETER (TMESH¥ = 20 + MESH¥)

```

少数群数は 32 (速中性子領域、熱中性子領域に二等分される)、空間メッシュ数は 30
(可燃性毒物格子の場合、可燃性毒物棒は 10 領域、周囲の燃料は 20 メッシュ)である。こ
れらの数字を変えてコンパイルすることにより、ディメンジョンの変更が可能である。

Table 4.2.1 DELIGHT-6 Subroutines

Routine Name	Function
MAIN	Programme control.
ABKL	Burnup chain calculation of fuel nuclides.
AVCROS	Cross section production of assigned input materials.
BESSL	Calculation of Bessel function.
BETA	Calculation of BETA value of resonance integral.
BLOCKD	Blocked data.
BONE	B_N calculation of fast neutron spectrum.
BPINPT	Input concerning burnable poison and data preparation for critical calculation.
BURNIN	Data preparation for burnup calculation.
BURNUP	Cell burnup calculation.
CLEAR	Setting of zero for necessary variables.
CLEAR1	Same as CLEAR.
COMPRT	Setting of JMSLALOM data.
CONST	Setting of constant value.
CRITIC	Cell criticality calculation.
CSAV	Few group constant calculation for fast neutron energy region.
CURRNT	Calculation of neutron current in JMSLALOM.
ERROR	Convergence check of neutron flux iteration in JMSLALOM.
FCELD	Calculation of Dancoff factor in fuel cell.
FCHOAD	Mean choard length calculation of fuel grain.
FDCOFF	Calculation of Dancoff factor in fuel compact.
FEWGC	Calculation of few group constants for fuel cell.
FUNCJ	Calculation of J-function for resonance absorption.
FREGAS	Calculation of scattering kernel by free gas model.
FSDM	Calculation of cell average diffusion coefficient.
FSG	Calculation of $S(o,x)$, $S(1,x)$, $G(o,x)$ and $G(1,x)$ in JMSLALOM.
FSGF	Calculation of $S(r,x)$ and $G(r,x)$ in JMSLALOM.
FUNCG	Calculation of $G(R,X)$.
FUNCGO	Calculation of $G(O,X)$.
FUNCG1	Calculation of $G(1,X)$.
FUNCPC	Calculation of $Pc(X)$.

Routine Name	Function
FUNCS	Calculation of $S(R,X)$.
FUNCS0	Calculation of $S(0,X)$.
FUNCS1	Calculation of $S(1,X)$.
FUNCI4	Calculation of $K_{i4}(X)$.
F5DATA	Print input data.
GAKER2	Calculation of thermal neutron scattering kernel by Nelkin model.
GAMLIB	Preparation of fast neutron spectrum calculation.
GAMSUB	Fast neutron spectrum calculation.
GRKERN	Preparation of scattering kernel for graphite.
INPUTS	Data input.
IVALUE	Setting of constant value.
JMSLM	Control of JMSLALOM calculation.
LEAK	Calculation of neutron streaming effect.
LINEQ	Matrix calculation.
NUMDEN	Recalculation of regionwise atomic number density.
OUTPUT	Output of criticality and burnup calculation.
OUTSP	Output of neutron spectrum calculation.
PAIRCL	Calculation of neutron flux in JMSLALOM.
PCFNC	Calculation of $P_C(X)$.
PEAKFX	Calculation of fine structure in cell.
PONE	P_N calculation of fast neutron spectrum.
POUTPT	Output of fine structure calculation.
PROB	Calculation of $P_0(X)$.
PSICHI	Calculation of $\psi(x,\xi)$ and $\chi(x,\xi)$.
PU240S	Calculation of resonance absorption for ^{240}Pu .
PU40SH	Setting of ^{240}Pu resonance calculation.
PWM	Calculation of collision probability in JMSLALOM.
RESFAC	Data preparation of resonance absorption calculation.
RESMIC	Calculation of energy pointwise resonance absorption.
RPARM	Resonance absorption calculation (NR, IR approximation).
SET	Data setting for $1/x$.
SUBJ	Integration of single heterogeneous resonance absorption by numerical method.
SUBJA	Integration of resonance absorption.

Routine Name	Function
SUBJM	Integration of doubly-heterogeneous resonance absorption by numerical method.
THERIN	Read in data library for thermal neutron calculation.
THERMS	Thermal neutron spectrum calculation.
THMLIB	Preparation of thermal neutron spectrum calculation.
ZRSET	Zero setting.

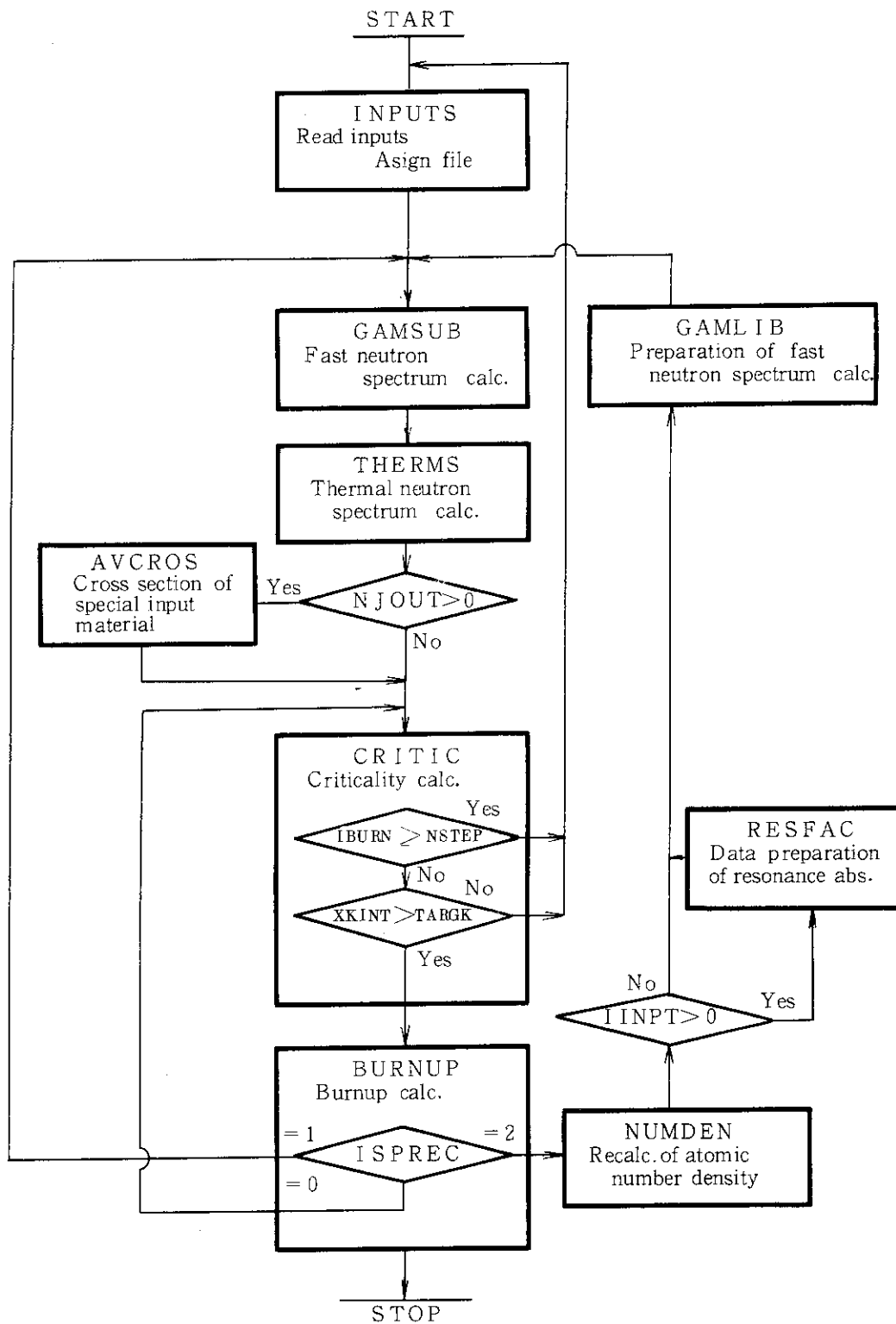
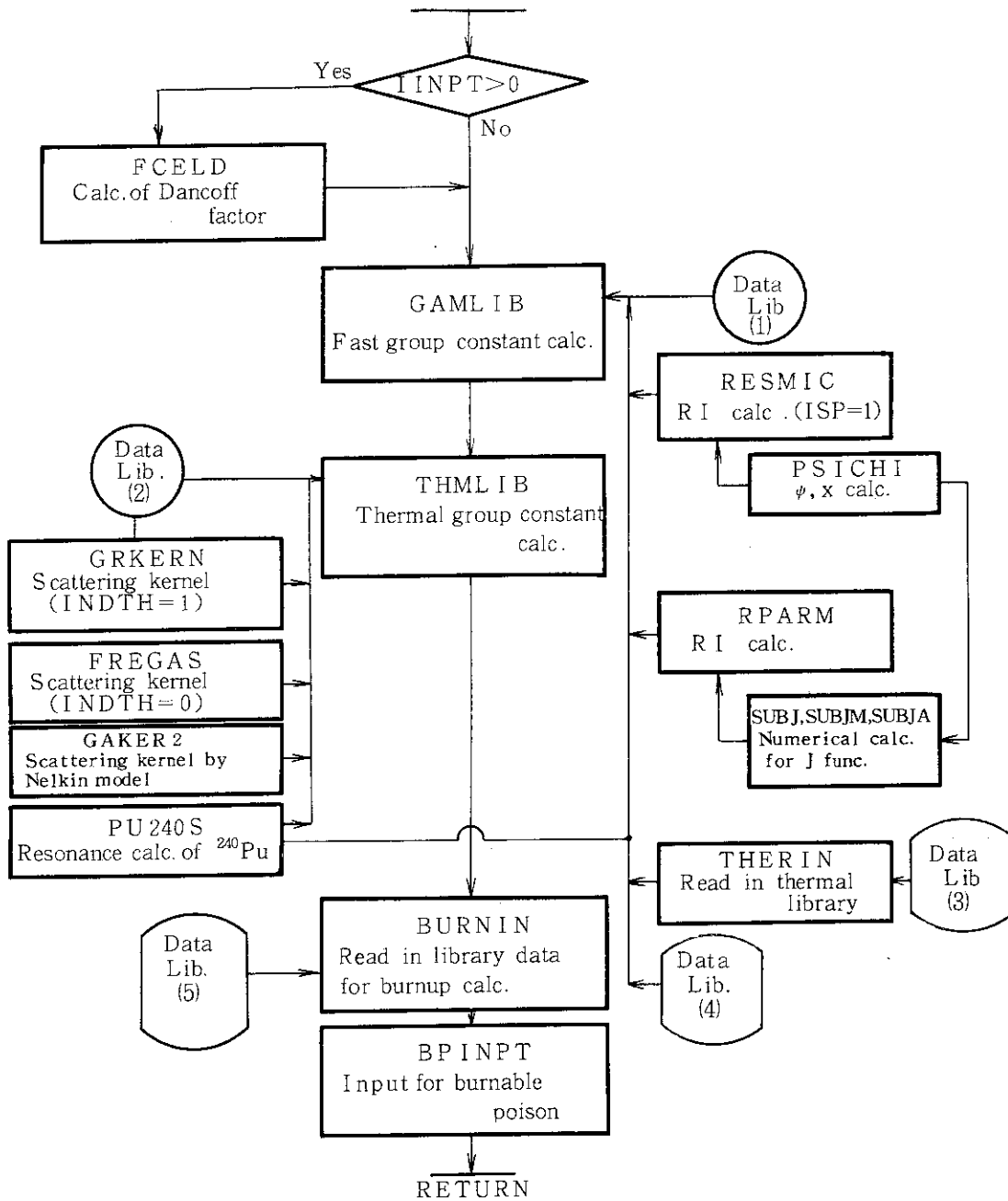


Fig. 4. 2. 1 Main flow of fundamental subroutines.



- Data Lib. 1 Data for fast neutron region
- Data Lib. 2 Scattering kernel for graphite
- Data Lib. 3 Data for thermal neutron region
- Data Lib. 4 Data for reaction rate calculation
- Data Lib. 5 Data for burnup calculation

Fig. 4. 2. 2 Subroutine flow of INPUTS section.

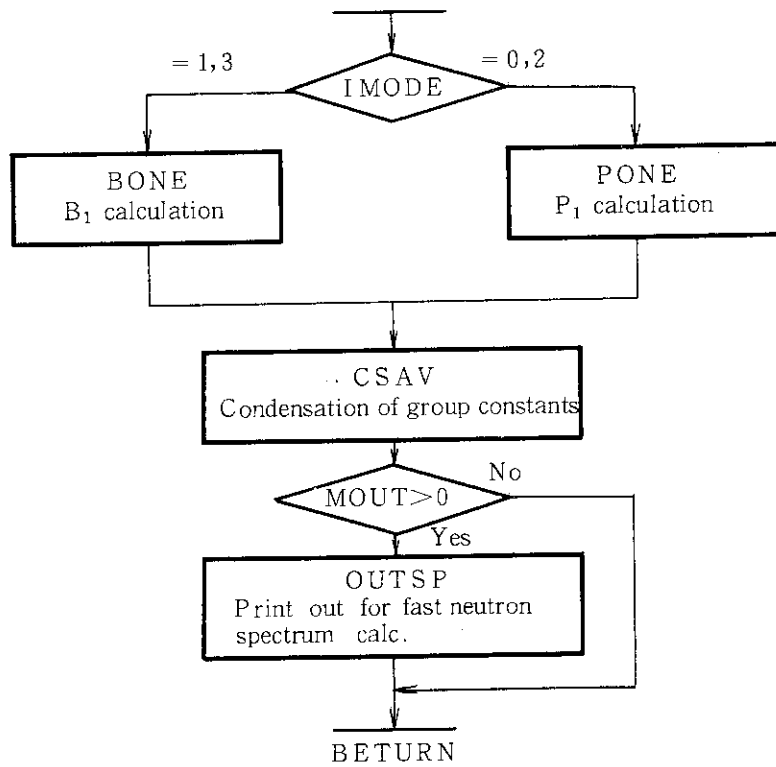


Fig.4. 2.3 Subroutine flow GAMSUB section

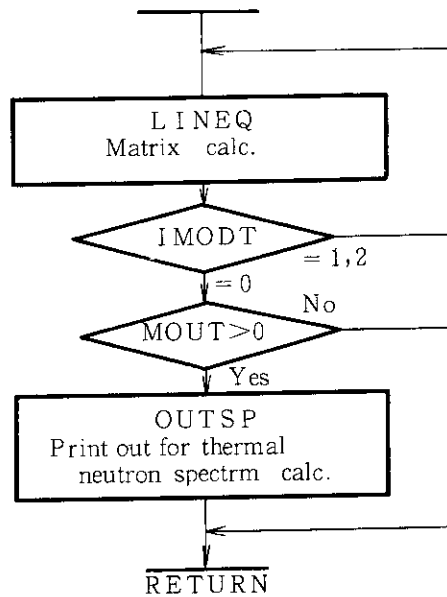


Fig.4. 2.4 Subroutine flow of THERMS section.

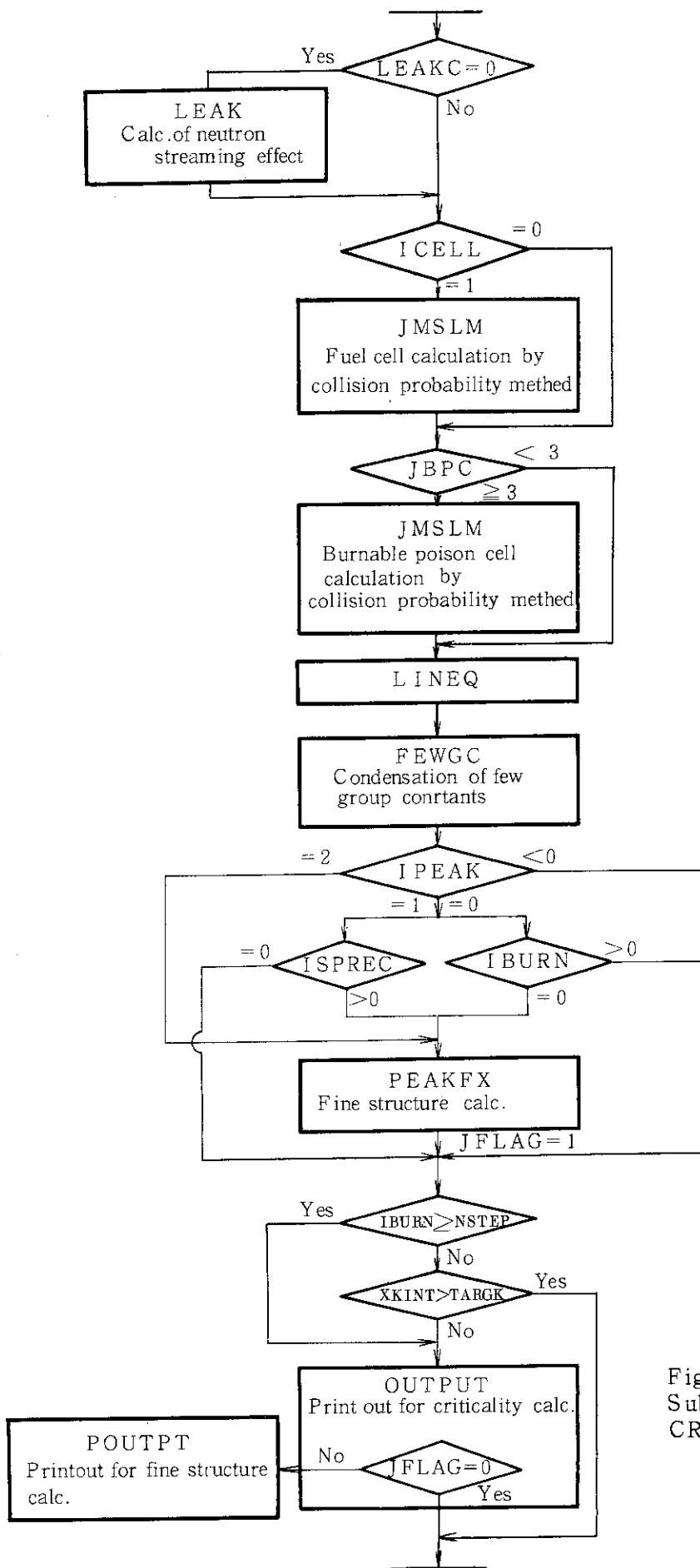


Fig. 4. 2. 5
Subroutine flow of
CRITIC section.

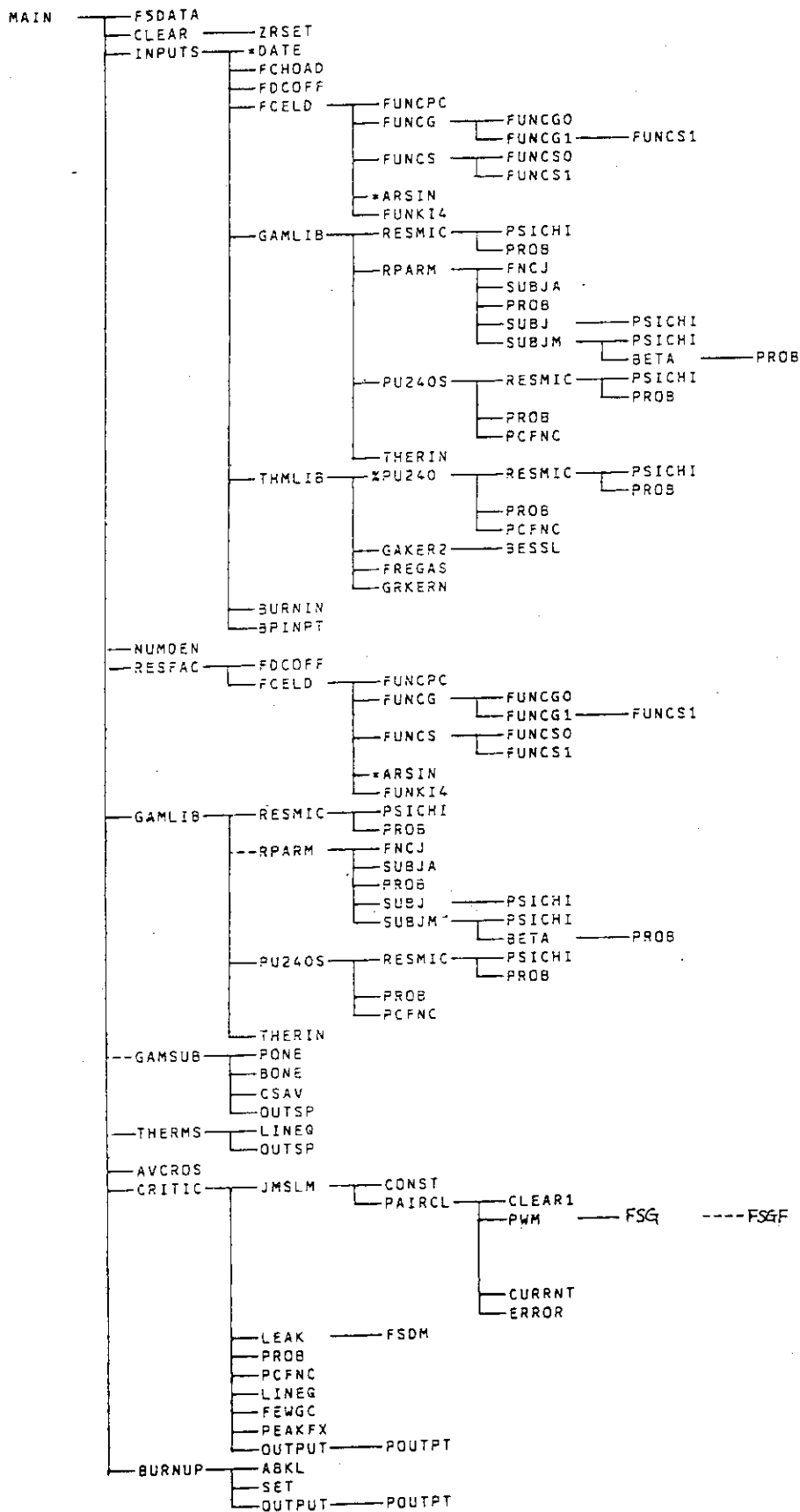


Fig.4. 2.6 Tree structure of DELIGHT-6.

5. 使 用 法

5.1 入力データ

DELIGHT-6の入力データをTable 5.1.1に示す。これらのデータは大別して次のように分けられる。

- | | |
|----------------|-----------------|
| (1) タイトル | ITEM 1 |
| (2) 計算の制御用定数 | ITEM 2~5, 26 |
| (3) 体系指定 | ITEM 6~10 |
| (4) 共鳴吸収計算用定数 | ITEM 11~20 |
| (5) 臨界・燃焼計算用定数 | |
| ○ 状態指定 | ITEM 21 |
| ○ バックリング | ITEM 21~25 |
| ○ FP放出率 | ITEM 27 |
| ○ 燃焼ステップ | ITEM 28 |
| ○ スペクトル再計算 | ITEM 29 |
| (6) 燃焼サイクル指定 | ITEM 30 |
| (7) 指定物質群定数作成 | |
| ○ 作成の有無指定 | ITEM 31 |
| ○ 組成指定 | ITEM 32, 33, 34 |
| (8) 可燃性毒物用定数 | |
| ○ 計算の制御用定数 | ITEM 35 |
| ○ 形状諸元指定 | ITEM 36~40 |
| ○ 内外挿用定数 | ITEM 41, 42 |
| (9) 格子内中性子束 | |
| ○ 分布計算用定数 | ITEM 43, 44, 45 |

なお、各種データの中で共鳴吸収計算用データは複雑な方法で指定されているので、簡単のためにTable 5.1.2にまとめて示す。

Table 5.1.1 Input data form of DELIGHT-6

Item No.	Symbols	Format	Comments
1	TITLE	18A4	Title card
2	NUCT	I4	Number of nuclides (≤ 50).
	NFEWF	I4	Number of fast few groups (≤ 25)*.
	NFEWT	I4	Number of thermal few groups (≤ 25)*.
	NSTEP	I4	Number of burnup steps (≤ 50). Initial step is not included.
	KSPEC	I4	Fission spectrum option = 1 : Fission spectrum of ^{233}U . = 2 : " ^{235}U . = 3 : " ^{239}Pu . = 4 : " ^{241}Pu .
	NGFAST	I4	NGFAST (in few group structure) is used in the calculation of fast fission factor ϵ . See J_f of equation (3.3.15).
	NGTHEM	I4	NGTHEM (in few group structure) is used in the calculation of resonance escape probability P . See J_r of equation (3.3.17).
	MOUT	I4	Print out option of microscopic few group cross sections. = 0 : Non print. = 1 : Print out.
	NFEWE	I4	Number of condensed groups (≤ 20)*. Each fast and thermal region is up to 10 groups.
	NFEW2	I4	A group number (in few group structure) of lowest energy which is included in the first group of condensed two group structure.
	ISP	I4	Resonance calculation option. = 0 : Intermediate-Resonance method. = 1 : Numerical calculation (not yet installed)
	INDTH	I4	Thermal scattering kernel of graphite = 0 : Free gas model = 1 : Library kernel.

Item No.	Symbols	Format	Comments
	KERNL	I4	Thermal scattering kernel model (for INDTH=1). = 0 : incoherent model. = 1 : incoherent model for inelastic scattering + coherent model for elastic scattering.
	NDYN	I4	NDYN (in multi group structure) is a group number of highest energy in thermal region, and is used in the calculation of neutron velocity of condensed two group structure.
	IPEAK	I4	Calculation option of neutron flux distribution in heterogeneous fuel lattice by diffusion theory. = -1 : No calculation = 0 : Calculation is performed only for first step. = 1 : Calculation is performed on every neutron spectrum calculation. = 2 : Calculation is performed on every burnup step.
	IINPT	I4	Input form of nuclide density in fuel lattice. = 0 : Average atomic number density in fuel lattice. = 1 : Weight percentage of region-wise composition. = 2 : Atomic number density of region-wise composition. If the heterogeneous fuel cell calculation by JMSLALOM or improved IR-method in resonance calculation are required, IINPT must be 2.
	LEAKC	I4	Calculation option of neutron leakage by Benoist model. = 0 : No calculation = n : Region number of gap.
	IRESNS	I4	Resonance calculation model = 0 : Finite dilute model for ^{232}Th and ^{238}U . = 1 : Finite dilute model for all resonance nuclides (not yet installed).

Item No.	Symbols	Format	Comments
	ICYCLE	I4	Output option for recycle calculation. = 0 : No = 1 : Yes
	IMODE	I4	Calculation model of fast neutron spectrum. = 0 : P_1 approximation with constant buckling. = 1 : B_1 " = 2 : P_1 approximation with group-wise buckling (in few group structure). = 3 : B_1 "
	ICELL	I4	Fuel lattice calculation option. = 0 : Point model. = 1 : Heterogeneous cell by JMSLALOM (IINPT must be 2)
	JBPC	I4	Burnable poison (BP) lattice calculation option. = 0 : No BP. = 1 : Homogeneous BP rod (by 2-region model). = 2 : BP rod with grain structure (by 2-region model). = 3 : Homogeneous BP rod (by multi-region model) (JMSLALOM). = 4 : BP rod with grain structure (by 2-region model for BP grain cell and multi-region model for BP rod cell) (JMSLALOM).
	IMODT	I4	Calculation model of thermal neutron spectrum. = 0 : P_0 approximation. = 1 : P_1 approximation with constant buckling. = 2 : P_1 approximation with group-wise buckling (in few group structure).
3	ICIT	I4	Special material cross section output option for CITATION code. = 0 : No = 1 : Yes
	ISLA	I4	Same as above except for SLALOM code.
	ITWT	I4	" TWOTRAN code.
	IZDC	I4	" ZADOC code.

Item No.	Symbol	Format	Comments
4	IFGROU(I) I=1,NFEWF	18I4	Group numbers (in multi group structure) of lowest energy which are included in every fast few group structure. These are correspondence of multi group and few group structure. In order of high to low energy.
5	ITGROU(I) I=1,NFEWT	18I4	Group numbers (in multi group structure) of highest energy which are included in every thermal few group structure. In order of low to high energy.
6	RIRI(I) I=1,6	6E12.4	Outer radius of each region in fuel lattice (in cm) I=1 : For inner coolant region. I=2 : For inner graphite sleeve region. I=3 : For fuel compact region. I=4 : For outer graphite sleeve region. I=5 : For outer coolant region. I=6 : For moderator region of graphite block.
CARD 7 is necessary when ICELL = 1.			
7	IIM IFU IOM	I4 I4 I4	Number of space meshes in homogeneous mixture region of inner coolant and inner graphite sleeve (≥ 1) Number of space meshes in fuel compact (≥ 1). Number of space meshes in homogeneous mixture region of outer coolant and graphite moderator (≥ 1). These are used in JMSLALOM calculation and, $3 \leq IIM + IFU + IOM \leq TMESH$ (See §4.3)
CARD 8 is necessary when IINPT = 1.			
8	RHORHO(I) I=1,6	6E12.4	Density in every region of fuel lattice (in g/cm ³). I=1 : For inner coolant region. I=2 : For inner graphite sleeve region. I=3 : For fuel compact region. I=4 : For outer graphite sleeve region. I=5 : For outer coolant region. I=6 : For moderator region of graphite block.

Item No.	Symbols	Format	Comments
CARD 9 is necessary when IINPT \neq 0, and repeated for I = 1~NUCT.			
9	NID(I) DENSM(I,K) K=1,6	I2 6E10.4	Nuclide identification number. Weight percentage of nuclide in every region when IINPT = 1. Atomic number density of nuclide in every region when IINPT = 2 (in atom/b·cm). K=1 : For inner coolant region. K=2 : For inner graphite sleeve region. K=3 : For fuel compact region. K=4 : For outer graphite sleeve region. K=5 : For outer coolant region. K=6 : For moderator region of graphite block. The nuclides which are used only as the special materials should be included here by zero input for atomic number density.
CARD 10 is necessary when IINPT = 0.			
10	NID(I), DENS(I), I=1,NUCT	6(I2, E10.5)	Nuclide identification number. Average atomic number density in fuel lattice (in atom/b·cm)
11	NRES TEMPF	I4 E12.4	Number of nuclides for resonance calculation. Fuel temperature for resonance calculation (in °K).
CARD 12, 13 are repeated for I = 1~NRES.			
12	IDRES(I) DRES(I) SIGP(I)	I4 E12.4 E12.4	Identification number of resonance nuclide. Atomic number density of resonance nuclide (in atom/b·cm). This is for the fuel compact when single heterogeneity is treated, and for the fuel kernel when double heterogeneity is treated in the calculation. Potential scattering cross section of resonance nuclide (in barn).

Item No.	Symbols	Format	Comments
	SIGM(I)	E12.4	<p>Effective scattering cross section (in barn).</p> $\sum_{i \neq 0} \frac{N_i}{N_0} \sigma_{pi} \quad (\text{for single heterogeneity}) \text{ or}$ $i \in \text{fuel compact}$ $\sum_{i \neq 0} \frac{N_i}{N_0} \sigma_{pi} \quad (\text{for double heterogeneity}).$ $i \in \text{fuel kernel}$ <p>When SIGM(I)=0.0 is input here and IINPT=2, improved resoance calculation method is used and</p> $\sum_{i \neq 0} \frac{N_i}{N_0} \lambda_i \sigma_{pi} \quad (\text{ for single heterogeneity})$ $i \in \text{fuel compact}$ <p>or $\sum_{\substack{i \neq 0 \\ i \in f}} \frac{N_i}{N_0} \lambda_i \sigma_{pi} + \frac{1-\gamma}{\gamma} \sum_{i \in m} \frac{N_i}{N_0} \lambda_i \sigma_{pi}$ are calculated from region-wise composition data.</p>
	CHORD(I)	E12.4	<p>Mean chord length (in cm) of fuel kernel when double heterogeneity is treated. If regative value is input here, CHORD(I) is calculated from RADIUS(I) data automatically. Or, mean chord length of fuel compact when single heterogeneity is treated by the old resonance calculation method.</p>
	DCOFF(I)	E12.4	<p>Dancoff factor of fuel kernel when double heterogeneity is treated.</p> <p>If negative value is input here, the Dancoff factor of fuel kernel is calculated automatically, and DCOFF(I) should be the number of fuel grains in 1 cm³ of fuel compact.</p> <p>Or, the Dancoff factor of fuel compact when single heterogeneity is treated by old resonance calculation method.</p> <p>When single heterogeneity is treated by the improved resonance calculation method, DCOFF(I) and CHORD(I) are not effective, and $\frac{1-C}{N_0 \bar{\lambda}}$ is required as input for CELDAN(I) below.</p>

Item No.	Symbols	Format	Comments
13	<p>RADIUS(I)</p> <p>GAMMA(I)</p> <p>CELDAN(I)</p>	<p>E12.4</p> <p>E12.4</p> <p>E12.4</p>	<p>Fuel kernel radius (in cm).</p> <p>If RADIUS(I) is zero, single heterogeneity is treated and if positive, double heterogeneity is treated.</p> <p>Volume fraction of fuel kernel in fuel compact. If single heterogeneity is treated, GAMMA(I) must be 1.0.</p> <p>$\frac{1-C}{\gamma N_0 \bar{x}}$ when double heterogeneity is treated by improved resonance calculation method, and $\frac{1-\gamma}{\gamma} \sum_{i \in m} \frac{N_i}{N_0} \sigma_{pi} + \frac{1-C}{\gamma N_0 \bar{x}}$ by old resonance calculation method.</p> <p>When single heterogeneity is treated by improved resonance calculation method, $\frac{1-C}{N_0 \bar{x}}$ is required as input.</p> <p>For every case mentioned above, CELDAN(I) is calculated automatically for negative input. Dancoff factor is calculated by following method.</p> <p>When $-2 < \text{CELDAN}(I) \leq -1$, $C = (2 - \text{CELDAN}(I)) \cdot C_{\text{outer}} + (\text{CELDAN}(I) - 1) \cdot C_{\text{inner}}$ using Kennedy's formula.</p> <p>When $-3 \leq \text{CELDAN}(I) \leq -2$ $C = (3 - \text{CELDAN}(I)) \cdot C_{\text{outer}} + (\text{CELDAN}(I) - 2) \cdot C_{\text{inner}}$ using Fukai's formula.</p>
			<p>CARD 14, 15 are necessary when any of SIGM(I) is 0.0.</p>
14	<p>NNIDF</p> <p>NNIDM</p> <p>NNIDFL</p> <p>NNIDML</p>	<p>I4</p> <p>I4</p> <p>I4</p> <p>I4</p>	<p>Number of nuclides in the f-region (fuel kernel).</p> <p>Number of nuclides in the m-region (coating and graphite matrix).</p> <p>Number of nuclides to which λ-parameters are applied in the f-region.</p> <p>Number of nuclides to which λ-parameters are applied in the m-region.</p> <p>When single heterogeneity is treated, NNIDM and NNIDML is zero.</p>

Item No.	Symbols	Format	Comments
15	NIDE(I,1) I=1,NNIDF	18I4	Identification numbers of nuclides in f-region.
			CARD 16 is necessary when any one of SIGM(I) is zero and RADIUS(I) is not zero.
16	NIDE(I,2) I=1,NNIDM	18I4	Identification numbers of nuclides in m-region.
			CARD 17 is necessary when any one of SIGM(I) is zero.
17	NIDL(I,1) I=1,NNIDFL	18I4	Identification numbers of nuclides to which λ -parameters are applied in f-region.
			CARD 18 is necessary when any one of SIGM(I) is zero and RADIUS(I) is not zero.
18	NIDL(I,2) I=1,NNIDML	18I4	Identification numbers of nuclides to which λ -parameters are applied in m-region.
			CARD 19 is necessary only when there are nuclides which exist in both f and m-region.
19	FI(I) I=1,NNIDFM	18I4	Atomic number density fraction in f-region of nuclides which exist in both f and m-region. NNIDFM is number of nuclides which exist in both region. These are necessary because average atomic number densities in fuel compact are input when IINPT=2.
20	RADGG RADPP AL4GG AL4PP	E12.4 E12.4 E12.4 E12.4	Fuel kernel radius (in cm) for ^{240}Pu resonance calculation. Fuel compact radius (in cm). Volume fraction of fuel kernel in fuel compact. Volume fraction of fuel compact in fuel lattice.
21	TARGK	E12.4	Target K-INFINITY. If burnup-dependent K-INFINITY exceeds this value, burnup calculation terminates.

Item No.	Symbols	Format	Comments
	TEMPM	E12.4	Moderator temperature (in °K). Thermal neutron scattering kernel by free gas model or Nelkin model are calculated at this temperature. Graphite kernels are prepared for 300, 600, 900, 1200 and 1500°K, and kernel data at nearest temperature to TEMPM is used (not interpolated by temperature).
	POWER	E12.4	Average power density (in w/cc) in fuel lattice. Neutron flux is normalized to this value, and many kinds of reaction rate or fuel burnup are calculated.
	BUCKF	E12.4	Average buckling in fast neutron region (cm^{-2}). Effective when $\text{IMODE} \leq 1$.
	BUCKT	E12.4	Average buckling in thermal neutron region (cm^{-2}). Effective when $\text{IMODT} \leq 1$.
CARD 22 is necessary when $\text{IMODE} \geq 2$.			
22	BG2(I) I=1,NFEWF	6E12.4	Group-wise buckling in fast neutron region (in few group structure, in cm^{-2}).
CARD 23 is necessary when $\text{IMODT} = 2$.			
23	BG2(I) I=NFEWF+1 ,NFEWFT	6E12.4	Group-wise buckling in thermal neutron region (in few group structure, in cm^{-2}). In order of high to low energy. (NFEWFT = NFEWF+NFEWT)
CARD 24, 25 are necessary when $\text{LEAKC} > 0$.			
24	BUCKR(I) I=1,NFEWFT	6E12.4	Group-wise buckling in radial direction of fuel lattice (in cm^{-2}).
25	BUCKZ(I) I=1,NFEWFT	6E12.4	Group-wise buckling in axial direction of fuel lattice (in cm^{-2}).
26	IEGROU(I) I=1,NFEWE	18I4	Group numbers (in few group structure) of lowest energy which are included in every condensed group structure.
CARD 27, 28, 29 are necessary when $\text{NSTEP} \geq 1$.			

Item No.	Symbols	Format	Comments
27	FACTOR(I) I=1,6	6E12.4	Nonpurge factor of Fission Products in burnup fuel. I = 1 : ^{135}Xe I = 2 : ^{149}Sm I = 3 : P _{pseudo} FP (^{233}U) I = 4 : P _{pseudo} FP (^{235}U) I = 5 : P _{pseudo} FP (^{239}Pu) I = 6 : P _{pseudo} FP (^{241}Pu)
28	STEP(I) I=1,NSTEP	18I4	Time intervals of burnup steps (in days)
29	ISPREC(I) I=1,NSTEP	18I4	Option of neutron spectrum calculation and resonance calculation at every burnup step. = 0 : Neutron spectrum and resonance integrals are from prior step. = 1 : Neutron spectrum is calculated at this step but resonance integrals are from prior step. = 2 : Neutron spectrum and resonance integrals are calculated at this step.
			CARD 30 is necessary when ICYCLE>0.
30	XMULT	E12.4	Ratio of discharge fuel burnup to batch burnup.
31	NJOUT	I4	Number of special material cross section sets (≤ 10).
			CARD 32, 33, 34 are necessary when NJOUT>0. CARD 33, 34 are repeated for I = 1~NJOUT.
32	JNUMB(J) J=1,NJOUT	18I4	Number of nuclides which are included in each special material (≤ 10).
33	ABYZ(I,J) I=1,18	18A4	Title of special material.

Item No.	Symbols	Format	Comments
34	MNID(I,J) ABCN(I,J) I=1, JNUMB(J)	6(I2, E10.4)	Nuclide identification number. Atomic number density (in atom/b·cm). These nuclides should be included in NID(I,J) of fuel lattice composition. Even if other nuclides are specified in MNID(I,J), these nuclide contributions are neglected without warning message.
CARD 35~40 are necessary when JBPC \geq 1.			
35	JCPN JCGR NDGP NDGG NBPE IDBP(I) I = 1,5 NELB NELM blank JIBP	I4 I4 I4 I4 I4 5I4 I4 I4 I4 I4	Option of shielding factor calculation for burnable poison (BP) rod. = 0 : By escape probability $P_e(x)$. = 1 : By group-independent interpolation = 2 : By group-dependent interpolation } (not yet installed) Option of shielding factor calculation for BP grain. Same as JCPN. Number of X-points for interpolation (on poison rod). Effective when JCPN = 1 or 2. Number of X-points for interpolation (on poison grain). Effective when JCGR = 1 or 2. Number of nuclides with shielding effect (≤ 5). Identification number of nuclides with shielding effect. Number of nuclides in burnable poison. Number of nuclides in graphite matrix (NELB + NELM = NBPE \leq 5) NELM of homogeneous BP rod must be zero. Not used. Input form of nuclide composition in burnable poison. = 0 : By atomic number density. = 1 : By weight percentage. = 2 : By atomic number density percentage.

Item No.	Symbols	Format	Comments
	JIMX	I4	Input form of nuclide composition in graphite matrix. Same as JIBP.
	JMIX	I4	Option of BP atomic number density calculation for neutron spectrum calculation on initial burnup step. = 0 : Volume average of BP atomic number densities are used. = 1 : BP atomic number densities averaged by weighting with shielding factor in fast and thermal energy regions are used. = 2 : BP atomic number densities averaged by weighting with input values of shielding factors added to fuel lattice composition.
36	RPIN	E12.4	Radius of BP rod (in cm).
	VPIN	E12.4	Volume fraction of BP rod in BP lattice.
	RWBP	E12.4	Average density of burnable poison (g/cm^3).
	AMBP	E12.4	Atomic mass of burnable poison.
	WTDN(1,1)	E12.4	Average shielding factor of BP absorber in fast energy region. (For JMIX ≥ 1)
	WTDN(2,1)	E12.4	Average shielding factor of BP absorber in thermal energy region. (For JMIX ≥ 1)
			CARD 37 is necessary when JBPC = 2,4.
37	RGRN	E12.4	Radius of BP grain (in cm).
	VGRN	E12.4	If positive, volume fraction of BP grain in BP rod. If negative, weight fraction of BP grain in BP rod.
	RWMX	E12.4	Density of graphite matrix (in g/cm^3).
	AMMX	E12.4	Atomic mass of graphite matrix.
	WTDN(1,2)	E12.4	Average shielding factor of BP matrix in fast energy region. (For JMIX ≥ 1)
	WTDN(2,2)	E12.4	Average shielding factor of BP matrix in thermal energy region. (For JMIX ≥ 1)

Item No.	Symbols	Format	Comments
38	CNBP(I), I=1,NBPE	6E12.4	Atomic number density (in atom/b·cm), weight fraction or atomic number density fraction, controlled by JIBP and JIMX.
CARD 39, 40 are necessary when JBPC \geq 3.			
39	RP RA RB	E12.4 E12.4 E12.4	Radius of BP rod (in cm). Outer boundary radius of inner homogenized fuel region (in cm). Outer boundary radius of outer homogenized fuel region (in cm).
40	N IA IB	I4 I4 I4	Number of meshes (=regions) in BP rod ($1 \leq N \leq 20$). Number of meshes in inner homogenized fuel region (≥ 1). Number of meshes in outer homogenized fuel region (≥ 1). $3 \leq N+IA+IB \leq TMESH$ (See §4.3)
CARD 41 is necessary when JCPN \geq 1.			
41	XXDP(I,J) GMDP(I,J) I=1, NDGP I=1, (NFEWF+ +NFEWT)	6E12.4	X-point of interpolation $X_{pin}(I,J)$. Shielding factor of BP rod $\Gamma_{pin}(I,J)$.
CARD 42 is necessary when JCGR \geq 1.			
42	YYDG(I,J) GMDG(I,J) I=1,NDGG J=1, (NFEWF+ +NFEWT)	6E12.4	X-point of interpolation $X_{grain}(I,J)$. Shielding factor of BP grain $\Gamma_{grain}(I,J)$.
CARD 43, 44, 45 are necessary when IPEAK \geq 0.			
43	MMA MF NMA	I3 I3 I3	Number of regions in fuel lattice. Region number of fuel compact (from inner). Total number of meshes.

Item No.	Symbols	Format	Comments
44	NM(M) DRM(M) M=1,MMAX	6(I3, F9.5)	Outermost mesh number in M-th region. Mesh interval in M-th region (in cm).
CARD 45 is repeated for K = 1 ~ NUCT.			
45	NID(K) (DENSM(K,M) ,M=1,MMAX)	I2 7E10.4	Nuclide identification number. Atomic number density (in atom/b.cm) of nuclide K in M-th region.

Table 5.1.2 Input data for resonance calculation

Resonance calculation method Parameter		Single heterogeneity		Double heterogeneity	
		Old	Improved	Old	Improved
Atomic number density	Lattice average	\bar{N}_0, \bar{N}_i		\bar{N}_0, \bar{N}_i	
	Region-wise	N_0, N_i	N_0, N_i	$\gamma N_0, \gamma N_i$ ief $(1-\gamma)N_i$ iem	$\gamma N_0, \gamma N_i$ ief $(1-\gamma)N_i$ iem
DRES(I)		N_0	N_0	N_0	N_0
SIGP(I)		σ_{po}	σ_{po}	σ_{po}	σ_{po}
SIGM(I)		$\sum_{i \neq 0} \frac{N_i}{N_0} \sigma_{pi}$ (in fuel)	0.0 (*) (*)	$\sum_{i \neq 0} \frac{N_i}{N_0} \sigma_{pi}$ ief (in fuel)	0.0 (*) (*)
CHORD(I)		$l_{compact}$	Not used	$l_{kernel} /$ (*) (*)	$l_{kernel} /$ (*) (*)
DCOFF(I)		C	Not used	$C_{kernel} /$ (*) (*)	$C_{kernel} /$ (*) (*)
RADIUS(I)		0.0	0.0	r_{kernel}	r_{kernel}
CELDAN(I)		0.0	$\frac{1-C}{\gamma N_0}$ (*) (*)	$\frac{1-\gamma}{\gamma} \sum_{i \in m} \frac{N_i}{N_0} \sigma_{pi} + \frac{1-C}{\gamma N_0 l}$ (*) (*)	$\frac{1-C}{\gamma N_0 l}$ (*) (*)

(Note) (*) These parameters are calculated automatically by option.
(See Table 5.1.1)

(*) $\sum_{i \neq 0} \frac{N_i}{N_0} \lambda_i \sigma_{pi}$ (in fuel).

(*) $\sum_{i \neq 0} \frac{N_i}{N_0} \lambda_i \sigma_{pi} + \frac{1-\gamma}{\gamma} \sum_{i \in m} \frac{N_i}{N_0} \lambda_i \sigma_{pi}$
(in fuel) (in fuel matrix)

(*) if negative input, this value is calculated with equation (3.1.46).

(*) if negative input, this value is calculated with equation (3.1.47).

(*) if negative input, Dancoff factor (DCOFF) is calculated automatically with equations (3.1.56) or (3.1.62).

5.2 出力データ

5.2.1 核特性量の出力

出力は大きく次の4つに分類される。

- 入力定数の出力
- 多数群中性子スペクトル計算に関する出力
- 臨界・燃焼計算に関する出力
- 中性子束の格子内分布計算に関する出力

以下、各々について出力上の変数とともにその内容を説明する。

(1) 入力定数の出力

(i) タイトル

(ii) 制御用入力定数

- 使用核種数 (NUCT)
- 速中性子領域の少数群数 (NFEWF)
- 熱中性子領域の少数群数 (NFEWT)
- 燃焼ステップ数 (NSTEP)
- 使用分裂スペクトル指標 (KSPEC)
- 高速中性子分裂利得の存する下限少数群番号 (NGFAST)
- 共鳴吸収の存する下限少数群番号 (NGTHEM)
- 少数群微視断面積の出力オプション (MOUT)
- 群定数作成のための縮約群数 (2群以外) (NFEWE)
- 縮約2群に対する第1群の下限群番号 (NFEW2)
- 共鳴積分計算に対するオプション (ISP)
- 使用散乱カーネル指標 (INDTH)
- ライブラリーカーネルの選定指標 (KERNL)
- 熱領域の切断エネルギー群番号 (NDYN)
- 拡散理論による燃料格子計算オプション (IPEAK)
- 原子数密度入力法 (IINPT)
- Benoist 理論による計算オプション (LEAKC)
- 共鳴計算モデル (IRESN)
- Recycle 計算用出力オプション (ICYCLE)
- 速中性子スペクトル計算モデル (IMODE)
- 熱中性子スペクトル計算モデル (IMODT)
- 燃料格子計算モデル (ICELL)
- 可燃性毒物格子計算モデル (JBPC)

(iii) 速中性子領域の少数群区分 (IFGROU)

(iv) 熱中性子領域の少数群区分 (ITGROU)

(v) 少数群定数作成のための縮約区分 (IEGROU)

- (VI) 燃料格子のメッシュ区分 (IIM, IFU, IOM)
- (VII) 原子数密度 (燃料格子平均)
- (VIII) 共鳴吸収計算用入力定数
- 共鳴核種数 (NRES)
 - 燃料カーネルの mean chord length (CHORD) (cm)
 - 燃料カーネルの黒鉛内均一分散系に対する C (DCOFF)
 - 燃料温度 (TEMPF) ($^{\circ}$ K)
 - 共鳴核種の I. D. No (IDRES)
 - 共鳴核種の燃料カーネル中の原子数密度 (DRES) ($\times 10^{24}/\text{cm}^3$)
 - 共鳴核種のポテンシャル散乱断面積 (SIGP) (barn)
 - 共鳴核種当りの全散乱断面積 (SIGM) (barn)
 - 燃料カーネル半径 (RADIUS) (cm)
 - 実効散乱断面積 σ_M (barn)
 - 燃料カーネル体積割合
 - λ -パラメータ適用核種
- (IX) 燃焼計算制御用入力定数
- 計算打切用目標無限増倍率 (TARGK)
 - 減速材温度 (TEMPM) ($^{\circ}$ K)
 - 核分裂出力 (POWER) (w/cm^3)
 - バックリング (BUCKF, BUCKT) (cm^{-2})
- (X) 燃焼ステップ幅 (STEP, day), 中性子スペクトル再計算の有無 (ISPREC)
- (xi) 核分裂生成物の non purge factor (FACTOR)
- (2) 多数群中性子スペクトル計算に関する出力
- (i) 速中性子スペクトル計算用ライブラリーの概要
- NID 核種名とその I. D. No
 - LTOT 全データ数
 - IWA 吸収の有無 (0 ……なし, 1 ……あり)
 - IWF 核分裂の有無 (0 ……なし, 1 ……あり)
 - IWR 共鳴吸収の有無 (0 ……なし, 1 ……あり)
- IWR = 1 の場合には, IR法で扱う共鳴について, 共鳴エネルギー, 核種毎の λ -パラメータ値, 実効散乱断面積, 共鳴積分値, 等を入力する。また, 全共鳴積分も出力する。
- (ii) 熱中性子スペクトル計算用ライブラリーの概要
- NID 核種名とその I. D. No
 - ISC 散乱カーネルの計算モデル (-1 ……デルタ函数型。但し, 散乱断面積はエネルギー依存; 0 ……デルタ函数型。但し, 散乱断面積は一定; 1 ……自由ガスモデルで計算するかまたはライブラリーデータ使用)
 - SIGS ISC = -1 のとき 0.0

ISC = 0 のとき σ_s (barn)

ISC = 1 のとき $\sigma_s^{\text{epithermal}}$ (barn)

(iii) 可燃性毒物関連データ (JBPC \approx 0 のとき)

(iv) 速中性子スペクトル (レサジー表示) ($n/cm^2 \cdot sec$)

(v) 減速密度 (切断エネルギー 2.38 eV) ($n/cm^3 \cdot sec$)

(vi) 少数群毎積分中性子束 ($n/cm^2 \cdot sec$)

(vii) 核種毎少数群微視断面積 (MOU = 1 の場合)

◦ TRANSP σ_{tr} (barn)

◦ ABSORP σ_a (barn)

◦ NUFISS $\nu\sigma_f$ (barn)

◦ FISS σ_f (barn)

◦ F. SPEC 分裂スペクトルの割合

◦ SC. TO I $\sigma_s^{J \rightarrow I}$ (barn)

(viii) 熱中性子スペクトル (エネルギー表示) ($n/cm^2 \cdot sec$)

(ix) 熱中性子スペクトル (エネルギー表示, 但し速中性子と結合表示 (速中性子群の第62群と熱中性子群の47~50群の積分中性子束が一致するように結合)) ($n/cm^2 \cdot sec$)

◦ 熱中性子スペクトル (レサジー表示) ($n/cm^2 \cdot sec$)

(x) 少数群積分中性子束 ($n/cm^2 \cdot sec$)

(xi) 核種毎少数群微視断面積

◦ TRANSP σ_{tr} (barn)

◦ ABSORP σ_a (barn)

◦ NUFISS $\nu\sigma_f$ (barn)

◦ FISS σ_f (barn)

◦ SC. TO I $\sigma_s^{J \rightarrow I}$ (barn)

(3) Special material 断面積の出力

◦ D COEF. D (cm)

◦ TOTAL Σ_t (cm^{-1})

◦ ABSORPTION Σ_a (cm^{-1})

◦ FISSION Σ_f (cm^{-1})

◦ NUFISSION $\nu\Sigma_f$ (cm^{-1})

◦ SCAT. TO G' (P0) $\Sigma_{s,0}^{G \rightarrow G'}$ (cm^{-1})

◦ SCAT. TO G' (P1) $3 \Sigma_{s,1}^{G \rightarrow G'}$ (cm^{-1})

(4) 燃料格子計算に関する出力 (ICELL = 1 の場合)

(i) 輸送計算の iteration データ

◦ FLUX ERROR 収束残差

◦ EIGEN VALUE 固有値 (K_∞)

(ii) 中性子束分布

(5) 可燃性毒物格子計算に関する出力 (JBPC = 3, 4 の場合)

(i) 輸送計算の iteration データ

- FLUX ERROR 収束残差
- EIGEN VALUE 固有値 (K_{∞})

(ii) 中性子束分布

(6) 臨界・燃焼計算に関する出力

(i) 臨界因子

- K-EFF 実効増倍係数
- K-INF 無限増倍係数
- EPSILON 高速中性子核分裂利得
- RESO-P 共鳴を逃れる確率
- THE・ETA・F 熱中性子領域実効 $\eta \cdot f$
- ICR 転換比

(ii) 反応率

- DELTA-28 δ^{28}
- DELTA-25 δ^{25}
- RO-28 ρ^{28}
- GAMMAO RCR

(iii) スペクトル指標

- IN-115/MN-55 In/Mn 比
- LU-176/MN-55 Lu/Mn 比
- PU-239/U-235 Pu/U 比

(iv) 燃焼特性

- N 原子数密度 ($\times 10^{24} / \text{cm}^3$)
- DN 各燃焼ステップでの原子数密度の増減量 ($\times 10^{24} / \text{cm}^3$)
- NF 積算分裂数 ($\times 10^{24} / \text{cm}^3$)
- DNF 各燃焼ステップでの分裂数 ($\times 10^{24} / \text{cm}^3$)
- M 積算燃焼度 (MWD/T)
- DM 各燃焼ステップでの燃焼度 (MWD/T)
- FIF A fissions per initial fissile atoms
- FIMA fissions per initial metallic atoms

(v) 縮約 2 群定数及び臨界因子算出

- FLUX 中性子束 ($n / \text{cm}^2 \cdot \text{sec}$)
- DCOEF 拡散係数, D (cm)
- TOTAL 全断面積, Σ_t (cm^{-1})
- ABSORP 吸収断面積, Σ_a (cm^{-1})
- FISSION 核分裂断面積, Σ_f (cm^{-1})
- NUFIS 中性子生成断面積, $\nu \Sigma_f$ (cm^{-1})

- REMOVAL 除去断面積, Σ_r (cm^{-1})
 - VELOCITY 中性子速度 (cm/sec)
 - XFLUX 積分中性子束 ($\text{n}/\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$)
 - FAST FISSION GAIN 高速中性子核分裂利得 (2群定数による)
 - RESO. ESCAPE PRO. 共鳴を逃れる確率 (2群定数による)
 - THE ETA·F 熱中性子領域実効 ηf (2群定数による)
- (V) 核燃料生成・消滅率
- 初装荷全 (重金属) 燃料当りの各核種毎の存在量 ($\text{g}/\text{kg IHM}$)
 - ウラン及びプルトニウム組成
- (VI) 少数群群定数 (臨界・燃焼計算用及びその縮約値)
- FLUX 中性子束 ($\text{n}/\text{cm}^3 \cdot \text{sec}$)
 - D COEF 拡散係数, D (cm)
 - TOTAL 全断面積, Σ_t (cm^{-1})
 - ABSORPTION 吸収断面積, Σ_a (cm^{-1})
 - FISSION 核分裂断面積, Σ_f (cm^{-1})
 - NUFISSION 中性子生成断面積, $\nu \Sigma_f$ (cm^{-1})
 - SCAT·TO I 第 I 群への散乱断面積, $\Sigma_s^{K \rightarrow I}$ (cm^{-1})
- (VII) 可燃性毒物遮蔽因子
- GRAIN SHIELD Γ_G
 - ROD SHIELD Γ_P
 - SHIELD FACT f
 - WTDN $f_{\text{guess value}}$
 - 2G SHIELD FT $f_{2 \text{ group}}$
- (IX) 少数群毎平均中性子速度 (cm/sec)
- (7) 中性子束の格子内分布計算に関する出力
- (i) 計算用制御定数 (領域数, 燃料領域番号, メッシュポイント数)
- (ii) 領域区分
- 領域境界メッシュポイント番号
 - メッシュ幅 (cm)
 - 領域別及び全体積 (cm^3)
 - メッシュポイント毎体積 (cm^3)
 - メッシュポイントの中心距離 (cm)
- (iii) 燃料コンパクト内出力密度 (w/cm^3)
- 以上, (i)~(iii)はSTEP 0 でのみ出力。
- (IV) 領域毎の核種別原子数密度 ($\times 10^{24}/\text{cm}^3$)
但し, STEP 1 以後は燃料コンパクト領域のみ
- (V) 領域別及び平均中性子束 ($\text{n}/\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$)
- (VI) メッシュポイント毎中性子束 ($\text{n}/\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$)

(vii) 燃料コンパクト内メッシュポイント毎中性子源 (n/cm³・sec)

(viii) 固有値

(ix) 領域毎の少数群群定数

但し、中性子スペクトル再計算時の任意のSTEPでは燃料コンパクトに対してのみ出力。

5.2.2 断面積の出力

DELIGHT-6からは4種類の形式の断面積が出力される。

(1) 多群微視定数

SPECIAL MATERIALで使用される核種の多群微視断面積、中性子スペクトル及び中性子流をFT60F001に書き込む。形式は以下の通りである。

Record	変数	
1	NMAT (全核種数)	
2	J_g (g = 1 ~ 68)	速中性子領域中性子流
	ϕ_g (g = 1 ~ 68)	" 中性子スペクトル
3	ID (核種ID)	
4	σ_g^{tr} (g = 1 ~ 68)	} NMAT回繰返す。
	σ_g^a (g = 1 ~ 68)	
	$\nu\sigma_g^f$ (g = 1 ~ 68)	
	σ_g^f (g = 1 ~ 68)	
	$\sigma_{g \rightarrow g'}^{s0}$ g' = g ~ g + Δ_g , g = 1 ~ 68	
3	$\sigma_{g \rightarrow g'}^{s1}$ g' = g ~ g + Δ_g , g = 1 ~ 68	
	(但し、 Δ_g は下方散乱幅)	
5	J_g (g = 1 ~ 50)	熱中性子領域中性子流
	ϕ_g (g = 1 ~ 50)	" 中性子スペクトル
6	ID (核種ID)	
7	σ_g^{tr} (g = 1 ~ 50)	} NMAT回繰返す。
	σ_g^a (g = 1 ~ 50)	
	$\nu\sigma_g^f$ (g = 1 ~ 50)	
	σ_g^f (g = 1 ~ 50)	
	$\sigma_{g \rightarrow g'}^{s0}$ g' = 1 ~ 50, g = 1 ~ 50	
3	$\sigma_{g \rightarrow g'}^{s1}$ g' = 1 ~ 50, g = 1 ~ 50	

これらのデータは、XEDITプログラム(付録8)により任意の組成、群数の巨視断面積に変換することが出来る。

(2) SPECIAL MATERIAL断面積

SPECIAL MATERIALとして指定された組成の少数群巨視断面積はFT07F001にCITATION及びTWOTRAN用入力形式で出力される*。

* オプションによってはJMSLALOM⁷用の入力形式にても出力できる。

TWOTRAN用の場合、散乱断面積の P_1 成分まで出力される。IHT, IHS, IHMは以下のように定められる。

$$IHT = 4$$

$$IHS = IHT - 1 + NFEWT$$

$$IHM = IHS - 1 + NFEWT$$

但し、NFEWTは熱中性子領域の少数群数である。

(3) 燃焼依存少数群巨視定数

燃料格子計算あるいは可燃性毒物格子計算で求めた燃焼ステップ毎の実効断面積をCITATION用に、FT12F001に出力する。

(4) 燃焼依存縮約群巨視定数

臨界計算で縮約された燃焼ステップ毎の実効断面積をCITATION用にFT13F001に出力する。

5.3 ジョブ・コントロール

DELIGHT-6の実行時のJCLをTable 5.3.1に示す。

I/Oユニットを以下に示す。

FT05F001	: インプット・データ
FT06F001	: プリント・アウト
FT07F001	: Special material 断面積出力
FT08F001	: 反応率データ・ライブラリー
FT10F001	: 速中性子領域データ・ライブラリー
FT11F001	: スクラッチ
FT12F001	: 燃焼依存少数群巨視定数出力
FT13F001	: 燃焼依存縮約群巨視定数出力
FT20F001	: スクラッチ
FT21F001	: スクラッチ
FT22F001	: 熱中性子領域データ・ライブラリー
FT30F001	: 燃焼データ・ライブラリー
FT40F001	: 黒鉛散乱カーネル・ライブラリー (非干渉性モデル)
FT50F001	: 黒鉛散乱カーネル・ライブラリー (干渉性モデル)
FT60F001	: 多群微視定数出力
FT61F001	: スクラッチ

Table 5.3.1 JCL of DELIGHT-6

```

//JCLG JOB
// EXEC JCLG
//SYSIN DD DATA,DLM='++'
// JUSER 80899249,TA.DOI,0194.100
    T.3 C.5 W.4 P.0 I.4 OPN
    OPTP PASSWORD=67649249,NOTIFY=J9249
//STP01 EXEC LMGO,LM='J9249.DELIGHT6'
//FT05F001 DD *

```

↑
Input Data
↓

```

/*
// EXPAND DISKTO,DDN=FT22F001,DSN=J3520.TRML51
// EXPAND DISKTO,DDN=FT40F001,DSN=J1823.GRAHPK
// EXPAND DISKTO,DDN=FT10F001,DSN=J3520.FAST51
// EXPAND DISKTO,DDN=FT30F001,DSN=J1823.BURNN
// EXPAND DISKTO,DDN=FT08F001,DSN=J1823.REACT
// EXPAND DISK,DDN=FT11F001,SPC='50,20'
// EXPAND DISK,DDN=FT20F001,SPC='50,20'
// EXPAND DISK,DDN=FT21F001,SPC='50,20'
// EXPAND DISK,DDN=FT50F001,SPC='50,20'
// EXPAND DISKPSN,DDN=FT60F001,DSN=TEMP60,
//     DCB='RECFM=VBS,LRECL=80,BLKSIZE=3200',SPC='50,50'
// EXPAND DISKPSN,DDN=FT61F001,DSN=TEMP61,
//     DCB='RECFM=VBS,LRECL=12000,BLKSIZE=12000',SPC='100,50'
// EXPAND DISKPSN,DDN=FT07F001,DSN=TEMPO7,
//     DCB='RECFM=FB,LRECL=80,BLKSIZE=3200',SPC='5,5'
// EXPAND DISKPSN,DDN=FT12F001,DSN=TEMP12,
//     DCB='RECFM=FB,LRECL=80,BLKSIZE=3200',SPC='10,10'
// EXPAND DISKPSN,DDN=FT13F001,DSN=TEMP13,
//     DCB='RECFM=FB,LRECL=80,BLKSIZE=3200',SPC='5,5'
//STP02 EXEC PSTOGEM,DSN=J9249.XSECT,Q='.DATA',IDSN=,
//     MOD=FT07,LIST='LIST,REP'
//PSLIB DD DSN=&&TEMPO7,DISP=(OLD,PASS,DELETE)
//STP03 EXEC PSTOGEM,DSN=J9249.XSECT,Q='.DATA',IDSN=,
//     MOD=FT12,LIST='LIST,REP'
//PSLIB DD DSN=&&TEMP12,DISP=(OLD,PASS,DELETE)
//STP04 EXEC PSTOGEM,DSN=J9249.XSECT,Q='.DATA',IDSN=,
//     MOD=FT13,LIST='LIST,REP'
//PSLIB DD DSN=&&TEMP13,DISP=(OLD,PASS,DELETE)
/*
++
//

```

5.4 サンプル問題

VHTRの燃料格子を対象とした3種類のサンプル問題インプット・データをTable 5.4.1～Table 5.4.3に示す。

少数群数18, 縮約群数6, 燃焼ステップ数8, 温度300°K, 速中性子領域, 熱中性子領域とも P_1 近似による中性子スペクトル計算, 共鳴核種 ^{238}U が主な共通パラメーターである。

CASE-1は燃料格子を1重非均質, CASE-2は2重非均質として扱った場合である。CASE-3は, CASE-2に, 均質な可燃性毒物棒の格子計算(JMSLALOMによる)を加えたものである。

CASE-2のプリント・アウトの一部を付録9に示す。

Table 5. 4. 1 Sample problem CASE-1

SAMPLE CALCULATION OF DELIGHT-6 USING VHTR FUEL DATA

8	9	9	8	2	1	10	1	6	9	0	1	0	50	-1	2	0
0	0	1	0	1												
1	0	1	0													
8	16	27	37	47	53	57	59	61								
7	13	15	21	27	34	42	46	50								
		0.9			0.9		1.8			2.3			2.65		4.71989	
2	2	2														
5						6.9509-05										
8						1.8950-03										
28																
29																
30						7.5824-02	8.7747-02						8.2857-02			
31						3.9290-03										
32	9.3500-06		9.3500-06									9.3500-06				
33						1.8304-03										
1			300.0													
8	1.8950-03					8.3		0.0		2.7			0.0270			
	0.0		1.0			-1.0										
5	0	5	0													
5	8	30	31	33												
5	8	30	31	33												
0.03			1.8			0.0832		0.1454								
	0.1			300.0		2.2000		1.0000-04		1.0000-04						
2	5	9	13	16	18											
	1.0			1.0				1.0		1.0			1.0		1.0	
	10.0			40.0				50.0		100.0			100.0		100.0	
	100.0			100.0												
0	0	0	0	0	0	0	0									
3																
1	1	1														
**	B-10	MICRO	OF	BP	**											
28	1.0															
**	B-11	MICRO	OF	BP	**											
29	1.0															
**	C-12	MICRO	OF	BP	**											
30	1.0															

Table 5.4.2 Sample problem CASE-2

```

SAMPLE CALCULATION OF DELIGHT-6 USING VHTR FUEL DATA
 8  9  9  8  2  1 10  1  6  9  0  1  0  50  -1  2  0
 0  0  1  0  1
 1  0  1  0
 8 16 27 37 47 53 57 59 61
 7 13 15 21 27 34 42 46 50
      0.9      0.9      1.8      2.3      2.65      4.71989
 2  2  2
5
8      6.9509-05
      1.8950-03
28
29
30      7.5824-02 8.7747-02      8.2857-02
31      3.9290-03
32 9.3500-06 9.3500-06      9.3500-06
33      1.8304-03
 1      300.0
 8  2.2398-02      8.3      0.0      -1.0      -748.0
      0.03  0.0846      -1.0
 3  2  3  2
 5  8 31
30 33
 5  8 31
30 33
 0.03      1.8      0.0832      0.1454
      0.1      300.0      2.2000      1.0000-04      1.0000-04
 2  5  9 13 16 18
      1.0      1.0      1.0      1.0      1.0
      10.0      40.0      50.0      100.0      100.0      100.
      100.0      100.0
 0  0  0  0  0  0  0  0
 3
 1  1  1
** B-10 MICRO OF BP **
28 1.0
** B-11 MICRO OF BP **
29 1.0
** C-12 MICRO OF BP **
30 1.0

```

Table 5.4.3 Sample problem CASE-3

SAMPLE CALCULATION OF DELIGHT-6 USING VHTR FUEL DATA

8	9	9	8	2	1	10	1	6	9	0	1	0	50	-1	2	0
0	0	1	3	1												
1	0	1	0													
8	16	27	37	47	53	57	59	61								
7	13	15	21	27	34	42	46	50								
		0.9			0.9			1.8			2.3		2.65		4.71989	
2	2	2														
5								6.9509-05								
8								1.8950-03								
28																
29																
30								7.5824-02	8.7747-02				8.2857-02			
31								3.9290-03								
32	9.3500-06	9.3500-06										9.3500-06				
33								1.8304-03								
1		300.0														
8	2.2398-02					8.3		0.0		-1.0				-748.0		
	0.03	0.0846				-1.0										
3	2	3	2													
5	8	31														
30	33															
5	8	31														
30	33															
	0.03		1.8			0.0832		0.1454								
	0.1		300.0			2.2000		1.0000-04		1.0000-04						
2	5	9	13	16	18											
	1.0		1.0			1.0		1.0		1.0					1.0	
	10.0		40.0			50.0		100.0		100.0					100.0	
	100.0		100.0													
0	0	0	0	0	0	0	0	0								
3																
1	1	1														
**	B-10	MICRO	OF	BP	**											
28	1.0															
**	B-11	MICRO	OF	BP	**											
29	1.0															
**	C-12	MICRO	OF	BP	**											
30	1.0															
0	0	0	0	2	28	30	0	0	0	2	0	0	0	0	2	
	0.6		1.2728-03			1.724		55.25515		0.9887		0.6643				
4.8477-04			8.4360-02													
	0.6		1.5			16.8176										
6	3	12														

6. お わ り に

DELIGHT コードは 1970 年に開発されて以来、計算モデルやライブラリーデータに関して数次の改訂をかさねて本 DELIGHT-6 となったが、この間多目的実験炉の炉心設計を始めとし、臨界実験解析、コード間の比較のための解析、高温ガス炉の燃料サイクル特性の解析など多くの解析、評価作業に使用されてきた。これらの結果に基づいて判断すれば、本 DELIGHT-6 は計算モデル的にもまたライブラリーデータ的にもほぼ最終版といえる。今後は、更に多くの臨界実験データ等の解析を通して詳細な計算精度の検討を行なう予定であるが、主として炉定数上の若干の手直し、等が必要になることはあろうが、コードの大幅な改良の必要は生じないと考えられる。なお、将来本コードを詳細設計やその評価に使用していく場合には、有限稀釈モデルによる共鳴計算を ^{232}Th 、 ^{238}U 以外の核種に対しても行なえるよう、ライブラリー・データの改良・評価が必要となろう。

なお、DELIGHT-6 の作成に際し、動力炉開発・安全性研究管理部長 原昌雄氏、同部次長兼多目的高温ガス実験炉設計室長 安野武彦氏ならびに多目的高温ガス実験炉設計室の皆様から多大な御協力を受けました。ここに深く感謝いたします。

参 考 文 献

- (1) 新藤, 平野, 有賀; 高温ガス冷却炉・格子燃焼計算コード DELIGHT, JAERI-M 4449 (1971).
- (2) 新藤, 平野; 高温ガス冷却炉・格子燃焼計算コード DELIGHT-2, JAERI-M 5661 (1974).
- (3) 新藤; 高温ガス冷却炉・格子燃焼計算コード DELIGHT-3 (未公開資料).
- (4) 新藤, 渡部; 高温ガス冷却炉・格子燃焼計算コード DELIGHT-B, REDEL, JAERI-M 6973 (1977).
- (5) 新藤, 平野, 南; 高温ガス冷却炉・格子燃焼計算コード DELIGHT-4, JAERI-M 8097 (1979).
- (6) 新藤, 平野, 高野, 土井; 高温ガス冷却炉・格子燃焼計算コード DELIGHT-5 (未公開資料).
- (7) 新藤; 1次元円筒格子群定数計算コード JMSLALOM (未公開資料).
- (8) 倉重, 平野, 新藤; ENDF/B-IV に基づく多群定数ファイル JIMCOF, JAERI-M 6972 (1977).
- (9) R. Q. Wright et al., "SUPERTOG; A Program to Generate Fine Group Constants and Pn Scattering Matrices from ENDF/B", ORNL-TM-2679 (1969).

6. お わ り に

DELIGHTコードは1970年に開発されて以来、計算モデルやライブラリーデータに関して数回の改訂をかさねて本DELIGHT-6となったが、この間多目的実験炉の炉心設計を始めとし、臨界実験解析、コード間の比較のための解析、高温ガス炉の燃料サイクル特性の解析など多くの解析、評価作業に使用されてきた。これらの結果に基づいて判断すれば、本DELIGHT-6は計算モデル的にもまたライブラリーデータの的にもほぼ最終版といえる。今後は、更に多くの臨界実験データ等の解析を通して詳細な計算精度の検討を行なう予定であるが、主として炉定数上の若干の手直し、等が必要になることはあろうが、コードの大幅な改良の必要は生じないと考えられる。なお、将来本コードを詳細設計やその評価に使用していく場合には、有限稀釈モデルによる共鳴計算を ^{232}Th 、 ^{238}U 以外の核種に対しても行なえるよう、ライブラリー・データの改良・評価が必要となろう。

なお、DELIGHT-6の作成に際し、動力炉開発・安全性研究管理部長 原昌雄氏、同部次長兼多目的高温ガス実験炉設計室長 安野武彦氏ならびに多目的高温ガス実験炉設計室の皆様から多大な御協力を受けました。ここに深く感謝いたします。

参 考 文 献

- (1) 新藤, 平野, 有賀; 高温ガス冷却炉・格子燃焼計算コード DELIGHT, JAERI-M 4449 (1971).
- (2) 新藤, 平野; 高温ガス冷却炉・格子燃焼計算コード DELIGHT-2, JAERI-M 5661 (1974).
- (3) 新藤; 高温ガス冷却炉・格子燃焼計算コード DELIGHT-3 (未公開資料).
- (4) 新藤, 渡部; 高温ガス冷却炉・格子燃焼計算コード DELIGHT-B, REDEL, JAERI-M 6973 (1977).
- (5) 新藤, 平野, 南; 高温ガス冷却炉・格子燃焼計算コード DELIGHT-4, JAERI-M 8097 (1979).
- (6) 新藤, 平野, 高野, 土井; 高温ガス冷却炉・格子燃焼計算コード DELIGHT-5 (未公開資料).
- (7) 新藤; 1次元円筒格子群定数計算コード JMSLALOM (未公開資料).
- (8) 倉重, 平野, 新藤; ENDF/B-IVに基づく多群定数ファイル JIMCOF, JAERI-M 6972 (1977).
- (9) R. Q. Wright et al., "SUPERTOOG; A Program to Generate Fine Group Constants and Pn Scattering Matrices from ENDF/B", ORNL-TM-2679 (1969).

- (10) 土橋敬一郎, 藤田 久; 「ENDF/Bから熱中性子多群定数を作成するコード・シリーズ」
(未公開資料).
- (11) 角谷浩享; 熱中性子散乱核計算コード-THRUSH (コードマニュアル), JAERI-memo 4211 (公開資料) (1970).
- (12) 中原康明; 黒鉛の物理的性質と熱中性子散乱特性, JAERI-M 5245 (1973).
- (13) シグマ研究専門委員会; 熱中性子散乱研究の現状と問題点, JAERI-M 1086 (1965).
- (14) James A. Young and Juan U. Koppel; Phonon Spectrum of Graphite, J. Chem. Phys. 42, 357 (1965).
- (15) M.W. Dyos, G. C. Pomeraning; Effective Thermal-Neutron Cross Section for Materials with Grain Structure, Nucl. Sci. Eng., 25, 8, (1966).
- (16) B. Sehgal and R. Goldstein; Intermediate Resonance Absorption in Heterogeneous Media, Nucl. Sci. and Eng. 25, 174 (1966).
- (17) F. Adler, et al.; A Direct Method for the Evaluation of the Resonance Line Shape Functions, Reactor Science and Technology, 14, 209 (1961).
- (18) H. Sumner; ERIC1, A Fortran Program for Calculating Resonance Integrals, and Some Examples of Its Use, AEEW-M 304 (1963).
- (19) G. Doherty; An Approximation to the Doppler Broadening Function $J(\theta, \beta)$, AAEC/TM 196 (1962).
- (20) H. M. Sumner; "ERIC-2, A Fortran Program to Calculate Resonance Integrals and from them Effective Capture and Fission Cross Sections", AEEW-M 323 (1964).
- (21) P. Grebler and B. A. Hutchins, Proc. Seminar on Physics of Fast and Intermediate Reactors, Vienna, Vol. 3, P 121 (1961).
- (22) Markl H., Fowler A. G.; A Generalized Method for Calculating the Fast Fission Effect in Coaxial Cylindrical Lattice Cells, Nukleonik 6, 1, 39 (1963).
- (23) Fukai Y.; New Analytical Formula for Dancoff Correction for Cylindrical Fuel Lattices, Nucl. Sci. and Eng. 9, 370 (1961).
- (24) H. C. Honeck, THERMOS; A Thermalization Transport Theory Code for Reactor Lattice Calculation, BNL-5826 (1964).
- (25) Benoist P.; A General Formulation of the Diffusion Coefficient in a Heterogeneous Medium which May Contain Cavities, AERE-Trans 842 (1959).
- (26) F. R. Allen, PRESTO; A Program for Multi-Group Source-Sink Calculation in Pressure Tube Reactor Lattice, AEEW-R 530 (1968).
- (27) J. D. Macdougall, ARGOSY-4; A Program for Lattice Calculations, AEEW-R 445 (1965).

付録 1 $P_0(X)$ の計算

燃料カーネル半径を a としてその全断面積を $\Sigma_{t,f}$ とするとき、その積 X を変数として P_0 は次式で近似する。

$$(1) \quad X \leq 0.02$$

$$P_0 = 1.0 - 0.75 X$$

$$(2) \quad 0.02 < X < 5.0$$

$$P_0 = \frac{3}{8 X^3} (2 X^2 - 1.0 + (1.0 + 2 X) \exp(-2 X))$$

$$(3) \quad 5.0 \leq X$$

$$P_0 = \frac{3}{8 X^3} (2 X^2 - 1.0)$$

付録 2 $G(R, x)$, $S(R, x)$ の計算

$S(R, x)$ は,

$$S(R, x) = \frac{(\bar{R} - L) \cdot S(0, x) + R \cdot S(1, x)}{1 - L},$$

$$\bar{R} = 1 - R, \quad L = R \cdot \bar{R} \cdot \frac{6x - 3}{2x + 1}.$$

また, $G(R, x)$ は,

$$G(R, x) = (1 - \alpha) \cdot G(0, x) + \alpha \cdot G(1, x),$$

$$\alpha = R - (R - \lambda) \cdot \exp(-\gamma \cdot x),$$

$$\gamma = 1.8 + \frac{0.3}{(1.01 - R) \cdot (1 + 4x)},$$

$$\lambda = \frac{1}{\pi - 2} \cdot \left\{ \frac{\sqrt{1 - R^2} + (\sin^{-1} R) / R - \frac{\pi}{2} \cdot R}{1 - R} - 2 \right\}.$$

ここで $S(0, x)$, $S(1, x)$ 及び $G(0, x)$, $G(1, x)$ は次のように求める。

(i) $x \leq 1.0$

$$S(0, x) = 1.0 - \frac{4}{3}x - x^2 \left\{ (0.03243 \cdot x^2 + 0.49872) \cdot \log x - 0.05505 \cdot x^2 - 0.68542 \right\} .$$

$$S(1, x) = G(1, x) = 1.0 + \frac{1}{2} \cdot x \cdot (\log x - 0.9228) - 0.1660 \cdot x^2 + 0.0177 \cdot x^3 .$$

$$G(0, x) = 0.63662 - \frac{1}{2}x + 0.10610 \cdot x^2 \cdot (1.94926 - \log x) + 0.00265 \cdot x^4 \cdot (1.89926 - \log x) .$$

(ii) $x > 1.0$

$$S(0, x) = \frac{1}{2x} \left\{ 1 - \frac{0.19625}{x^2} - \frac{0.13533}{x^4} + \frac{0.26569}{x^6} - \frac{0.12032}{x^8} \right\} .$$

$$S(1, x) = G(1, x) = \frac{1}{x} \left\{ \frac{1}{2} - \frac{e^{-x}}{x+3} \left(1 + \frac{3.08}{(x+3)^2} \right) \right\} .$$

$$G(0, x) = \frac{1}{x} \left\{ \frac{1}{2} - e^{-x} \cdot \sqrt{\frac{2.54647}{4x+13}} \left(1 + \frac{18.75}{(4x+13)^2} \right) \right\} .$$

付録 3 $P_c(x)$ の計算

$P_c(x)$ は次の式で近似する。

$$P_c(x) = \sum_{\nu=0}^4 a_{\nu} \cdot x^{\nu} / \sum_{\nu=0}^4 b_{\nu} \cdot x^{\nu} \quad , \quad x \leq 3.5$$

$$= 1 - \frac{1}{2x} + \frac{1}{2x} \cdot \frac{0.1875}{x^2} - \frac{1}{2x} \cdot \frac{0.11719}{x^4} \quad , \quad x > 3.5$$

ここで a_{ν} , b_{ν} は次の通り。

ν	a_{ν}	b_{ν}
0	0.0	0.22621
1	0.29991	2.65415
2	2.95455	4.09779
3	1.88790	2.37943
4	0.99821	1.0

付録4 $K_{i4}(x)$ の計算

$$\begin{aligned}
 0 \leq x < 0.3 & \quad K_{i4}(x) = \sum_{i=0}^6 A_i x^i \\
 0.3 \leq x < 1.0 & \quad K_{i4}(x) = \left(\sum_{i=0}^3 B_i x^i \right) / \left(\sum_{i=0}^3 C_i x^i \right) \\
 1.0 \leq x < 2.5 & \quad K_{i4}(x) = \left(\sum_{i=0}^3 D_i x^i \right) / \left(\sum_{i=0}^3 E_i x^i \right) \\
 2.5 \leq x & \quad K_{i4}(x) = 1.268177798 y^{+\frac{1}{2}} e^{-x} / \left(\sum_{i=0}^6 F_i y^i \right)
 \end{aligned}$$

但し, $y = (x + 4.25)^{-1}$

	A_i	B_i	C_i
$i = 0$	0.6666666593	0.3724331740	0.5586668118
1	-0.7853954223	-0.0939100244	0.5170169317
2	0.4998173354	-0.0046852572	0.1853294721
3	-0.2559580764	0.0026293573	0.0396359725
4	0.157530243	-	-
5	-0.13523876	-	-
6	0.0834008	-	-

	D_i	E_i	F_i
$i = 0$	0.2051364851	0.3076622705	1.0118594946
1	-0.0882967448	0.2299430062	0.0000096411
2	0.0141341735	0.0630130362	-1.5636651641
3	-0.0008420369	0.011591332	2.4736837948
4	-	-	-15.430294658
5	-	-	45.349723687
6	-	-	-111.7984669

付録 5 JMSLALOMの計算モデル

A 5.1 格子の形状・諸元の計算

まず、本コードが対象とする格子の形状、諸元について述べる。格子は円筒形状とし、径方向には組成の異なる複数個の円環領域から構成されているものとする。Fig. A 5.1に対象格子の形状と構成を示す。

今、領域を j 、全領域数を N とする。また、領域 j の外半径を r_j とするとき、領域 j の外表面積及び体積は次式で定義する。

$$\begin{aligned} \text{領域 } j \text{ 外表面積;} \quad S_j &= 2\pi r_j & (j = 1 \sim N) \\ \text{領域 } j \text{ 体積;} \quad V_j &= \pi(r_j^2 - r_{j-1}^2) & (j = 2 \sim N) \\ &= \pi r_1^2 & (j = 1) \end{aligned}$$

また、中性子束を解くに際して各領域物質に対する巨視断面積のセットが必要になるが、これは全て入力により読み込まれるものとする。必要な群定数は、

$$\begin{aligned} D_j^k, \Sigma_{a,j}^k, \nu \Sigma_{f,j}^k, \Sigma_{f,j}^k, \mu_j^k & \quad (j = 1 \sim N, k = 1 \sim NG), \\ \Sigma_{s,j}^{k \rightarrow k'} & \quad (j = 1 \sim N, k, k' = 1 \sim NG). \end{aligned}$$

なお、 NG は全エネルギー群数であり、 μ は軸方向拡散係数の非等方因子で、軸方向中性子漏洩率が入力した拡散係数 D_j^k とバックリング B_z^2 を用いて $(\mu_j^k \cdot D_j^k \cdot B_z^2)$ と評価される。

A 5.2 中性子束の計算

中性子束は中性子の輸送を円環領域内は多重衝突確率で、領域間では中性子流で処理することによって解かれる。今、円環領域 j におけるエネルギー群 k の中性子束、中性子流、中性子源及び多重衝突確率を次のように定義する。

$$\begin{aligned} J_j^{k+} & \quad j \text{ 領域外表面より流出する } k \text{ 群中性子流} \\ J_j^{k-} & \quad j \text{ 領域外表面より流入する } k \text{ 群中性子流} \\ \phi_j^k & \quad j \text{ 領域内の } k \text{ 群平均中性子束} \\ Q_j^k & \quad j \text{ 領域内 } k \text{ 群中性子源} \end{aligned}$$

但し、 Q_j^k は

$$Q_j^k = S_{um} \sum_{k' \neq k} \Sigma_j^{k' \rightarrow k} \phi_j^{k'} V_j \Delta^{k'} / \Delta^k + \lambda \chi^k S_{fjss,j} / \Delta^k, \quad (\text{A 5.1})$$

$$S_{fjss,j} = S_{um} \nu \sum_{k'} \Sigma_{f,j}^{k'} \phi_j^{k'} V_j \Delta^{k'}. \quad (\text{A 5.2})$$

ここで、 χ^k は k 群の分裂中性子スペクトル fraction であり、 λ は固有値の逆数である。また、 Δ^k は群のエネルギー幅である。

W_j^{kvi}	j 領域内生成 k 群中性子がその内表面に達する多重衝突確率
W_j^{kvo}	j 領域内生成 k 群中性子がその外表面に達する多重衝突確率
W_j^{koi}	j 領域外表面入射 k 群中性子がその内表面に達する多重衝突確率
W_j^{kio}	j 領域内表面入射 k 群中性子がその外表面に達する多重衝突確率
W_j^{koo}	j 領域外表面入射 k 群中性子がその外表面に達する多重衝突確率
W_j^{kii}	j 領域内表面入射 k 群中性子がその内表面に達する多重衝突確率

これらの多重衝突確率の計算方法は A 5.4 に示してある。

以上の諸量を用いると、領域 j (≠1) の k 群中性子に対する平衡式は次のようになる。

$$J_j^{k+} = Q_j^k \cdot W_j^{kvo} + J_{j-1}^{k+} \cdot W_j^{kio} + J_j^{k-} \cdot W_j^{koo} \quad , \quad (A 5.3)$$

$$J_{j-1}^{k-} = Q_j^k \cdot W_j^{kvi} + J_{j-1}^{k+} \cdot W_j^{kii} + J_j^{k-} \cdot W_j^{koi} \quad (A 5.4)$$

$\vec{J}_j^k = \begin{pmatrix} J_j^{k-} \\ J_j^{k+} \end{pmatrix}$ とすれば上式は行列 M_j^k 、ベクトル \vec{V}_j^k を用いて、次のような j についての漸化式で表わせる。

$$\vec{J}_j^k = M_j^k \cdot \vec{J}_{j-1}^k + \vec{V}_j^k \quad , \quad (j \geq 2) \quad (A 5.5)$$

但し、

$$M_j^k = \begin{pmatrix} 1/W_j^{koi} & -W_j^{kii}/W_j^{koi} \\ W_j^{koo}/W_j^{koi} & W_j^{kio} - W_j^{kii} \cdot W_j^{koo}/W_j^{koi} \end{pmatrix} \quad , \quad (A 5.6)$$

$$\vec{V}_j^k = Q_j^k \begin{pmatrix} -W_j^{kvi}/W_j^{koi} \\ W_j^{kvo} - W_j^{kvi} \cdot W_j^{koo}/W_j^{koi} \end{pmatrix} \quad (A 5.7)$$

一方、j = 1 においては次式が成立する。

$$\vec{J}_1^k = J_1^{k-} \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ W_1^{koo} \end{pmatrix} + Q_1^k \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ W_1^{kvo} \end{pmatrix} \quad (A 5.8)$$

今、(A 5.5) 式の反復使用と (A 5.8) 式とから \vec{J}_N^k と J_1^{k-} との関係を導くと次のようになる。

$$\begin{aligned} \vec{J}_N^k &= M_N^k \vec{J}_{N-1}^k + \vec{V}_N^k \\ &= M_N^k \cdot (M_{N-1}^k \vec{J}_{N-2}^k + \vec{V}_{N-1}^k) + \vec{V}_N^k \\ &\quad \dots\dots\dots \\ &= M_N^k \cdot M_{N-1}^k \cdot \dots \cdot M_2^k \cdot \vec{J}_1^k + (M_N^k \cdot M_{N-1}^k \cdot \dots \cdot M_3^k \cdot \vec{V}_2^k + \dots + M_N^k \cdot \vec{V}_{N-1}^k) + \vec{V}_N^k \end{aligned} \quad (A 5.9)$$

ここで、

$$M_{Nj}^k = \prod_{n=j}^N M_n^k, \quad M_{NN}^k = M_N^k, \quad (\text{A 5.10})$$

$$\vec{S}_N^k = \sum_{j=3}^N M_{Nj}^k \cdot \vec{V}_{j-1}^k + \vec{V}_N^k + M_{N2}^k \cdot Q_1^k \cdot \begin{pmatrix} 0 \\ W_1^{kvo} \end{pmatrix}, \quad (\text{A 5.11})$$

と置くと,

$$\vec{J}_N^k = M_{N2}^k \cdot \begin{pmatrix} 1 \\ W_1^{koo} \end{pmatrix} \cdot J_1^{k-} + \vec{S}_N^k \quad (\text{A 5.12})$$

を得る。次に行列 M_{N2}^k , ベクトル \vec{S}_N^k の成分を次のように定義する。

$$M_{N2}^k = \begin{pmatrix} M_{N2}^k(1,1), M_{N2}^k(1,2) \\ M_{N2}^k(2,1), M_{N2}^k(2,2) \end{pmatrix}, \quad \vec{S}_N^k = \begin{pmatrix} S_N^k(1) \\ S_N^k(2) \end{pmatrix}. \quad (\text{A 5.13})$$

(A 5.12) 及び (A 5.13) より,

$$J_N^{k-} = (M_{N2}^k(1,1) + M_{N2}^k(1,2) \cdot W_1^{koo}) J_1^{k-} + S_N^k(1), \quad (\text{A 5.14})$$

$$J_N^{k+} = (M_{N2}^k(2,1) + M_{N2}^k(2,2) \cdot W_1^{koo}) J_1^{k-} + S_N^k(2). \quad (\text{A 5.15})$$

従って, (A 5.14) 及び (A 5.15) において $J_N^{k\pm}$ に対してセル境界条件を与えれば J_1^{k-} が求まる。
 J_1^{k-} が求められると (A 5.5) 式により順次 J_j^k が計算できる。

今, 領域 j の中性子流 $J_j^{k\pm}$ が求まると, 領域平均の中性子束が次式で求められる。

$$\phi_j^k = \frac{1}{\sum_{A,j}^k \cdot V_j} (Q_j^k + J_j^{k-} + J_{j-1}^{k+} - J_j^{k+} - J_{j-1}^{k-}). \quad (\text{A 5.16})$$

但し,

$$\sum_{A,j}^k = \sum_{a,j}^k + \sum_{R,j}^k + D_j^k \cdot B_2^2 \cdot \mu_j^k, \quad (\text{A 5.17})$$

$$\sum_{R,j}^k = \sum_{k'(\neq k)} \sum_{s,j}^{k \rightarrow k'}. \quad (\text{A 5.18})$$

一方, セル境界条件としては「セル境界において中性子の net current はない」とする。すなわち J_N^{k+} と J_N^{k-} は等しいとすると, (A 5.14) 及び (A 5.15) より

$$J_1^{k-} = \frac{S_N^k(2) - S_N^k(1)}{\{M_{N2}^k(1,1) - M_{N2}^k(2,1)\} + W_1^{koo} \cdot \{M_{N2}^k(1,2) - M_{N2}^k(2,2)\}} \quad (\text{A 5.19})$$

となり, J_1^{k-} が求まる。

最後に反復計算について述べる。本コードにおいて中性子束を求める手順は次の通りである。

- i) まず, 入力で指定された群番号の群に平坦中性子束を仮定し, その群より群番号の大きい群 (エネルギーの低い領域) の中性子束を計算する (群番号の小さい群の中性子束は零とする)。

ii) 次に、(i)で計算された中性子束分布を用いて次回の反復計算のための中性子束の推定値(後述)を求め、再び中性子束を解く。

iii) (ii)で述べた操作を中性子束が収束するまでくり返す。

今、反復回数を t とすると、収束判定条件は次の通りである。

$$\left| \frac{\phi_j^k(t+1) - \phi_j^k(t)}{\phi_j^k(t)} \right|_{\text{Max}} \leq \epsilon \quad (\text{A 5.20})$$

但し、 $(t+1)$ 回目の中性子束の推定値は次式で求める。

$$\phi_j^k(t+1) = \phi_j^k(t) + \alpha \cdot (\phi_j^k(t) - \phi_j^k(t-1)) \quad (\text{A 5.21})$$

ここで、 α は加速因子で入力値である。

A 5.3 境界条件係数の計算

チャンネル境界条件の与え方は source-sink 法の具体的計算方式によって種々の方法があるが、本コードにおいては PRESTO コードで代表される一連の計算方法が念頭におかれている。境界条件係数を求める場合、チャンネルの外表面の中性子束 $\phi^k(R_B)$ が必要になるが、本コードではこれにチャンネルの最外領域の平均中性子束 $\phi_{j_B}^k$ を用いる。但し、 R_B 及び j_B は各々チャンネル外半径及びチャンネル最外領域番号である。

チャンネル表面と減速材の境界において中性子平衡式は、

$$J_{j_B}^{k-} - J_{j_B}^{k+} = \sum_{j=1}^{j_B} S_{k'} \left\{ \delta_{kk'} (\sum_{a,j}^k + \sum_{s,j}^k + \mu_{j,k} D_j^k B_z^2) - \sum_j^{k' \rightarrow k} - \lambda \cdot \chi^k (\nu \sum_f)_j^{k'} \right\} \cdot \frac{\Delta^{k'}}{\Delta^k} \phi_j^{k'} V_j \quad (\text{A 5.22})$$

ここで、 $\sum_{s,j}^k = \sum_{k'} \sum_j^{k \rightarrow k'}$

一方、中性子流については、

$$J_{j_B}^{k-} - J_{j_B}^{k+} = 2 \pi R_B \cdot D_{\text{MOD}}^k \left(\frac{d\phi^k}{dr} \right)_{r=R_B} \quad (\text{A 5.23})$$

が成り立つ。ここで、チャンネル表面において、次のような外挿距離型の境界条件を置く。

$$\left(\frac{d\phi^k}{dr} \right)_{r=R_B} = \sum_{k'} (\alpha_{kk'} + \lambda \cdot \beta_{kk'} + B_z^2 \cdot \gamma_{kk'}) \phi_{j_B}^{k'} \cdot \frac{\Delta^{k'}}{\Delta^k} \quad (\text{A 5.24})$$

(A 5.22)、(A 5.23) 及び (A 5.24) を辺々比較して、チャンネル境界条件係数 $\alpha_{kk'}$ 、 $\beta_{kk'}$ 及び $\gamma_{kk'}$ が以下のように求まる。

$$\alpha_{kk'} = \sum_{j=1}^{j_B} \left\{ \delta_{kk'} (\sum_{a,i}^k + \sum_{s,j}^k) - \sum_j^{k' \rightarrow k} \right\} \phi_j^{k'} \cdot V_j / A \quad (\text{A 5.25})$$

$$\beta_{kk'} = \sum_{j=1}^{j_B} \{ -\chi^k (\nu \Sigma_f)_j^{k'} \} \phi_j^{k'} V_j / A \quad , \quad (A 5.26)$$

$$r_{kk'} = \sum_{j=1}^{j_B} \delta_{kk'} \mu_{j,k} D_j^k \phi_j^{k'} V_j / A \quad . \quad (A 5.27)$$

但し, $A = 2 \pi R_B D_{MOD}^k \phi_{j_B}^{k'} \quad . \quad (A 5.28)$

また, MOD は減速材領域を示すが,

$$D_{MOD}^k = D_{j_B+1}^k \quad (A 5.29)$$

によって与える。

さらに, 実際の応用に対してチャンネル内の核分裂反応量を境界における単位中性子束当りの値として求めておく都合がよい。これを τ_1^k とすると,

$$\tau_1^k = \sum_{j=1}^{j_B} \Sigma_{f,j}^k \phi_j^k \cdot V_j / \phi_{j_B}^k \quad (A 5.30)$$

である。

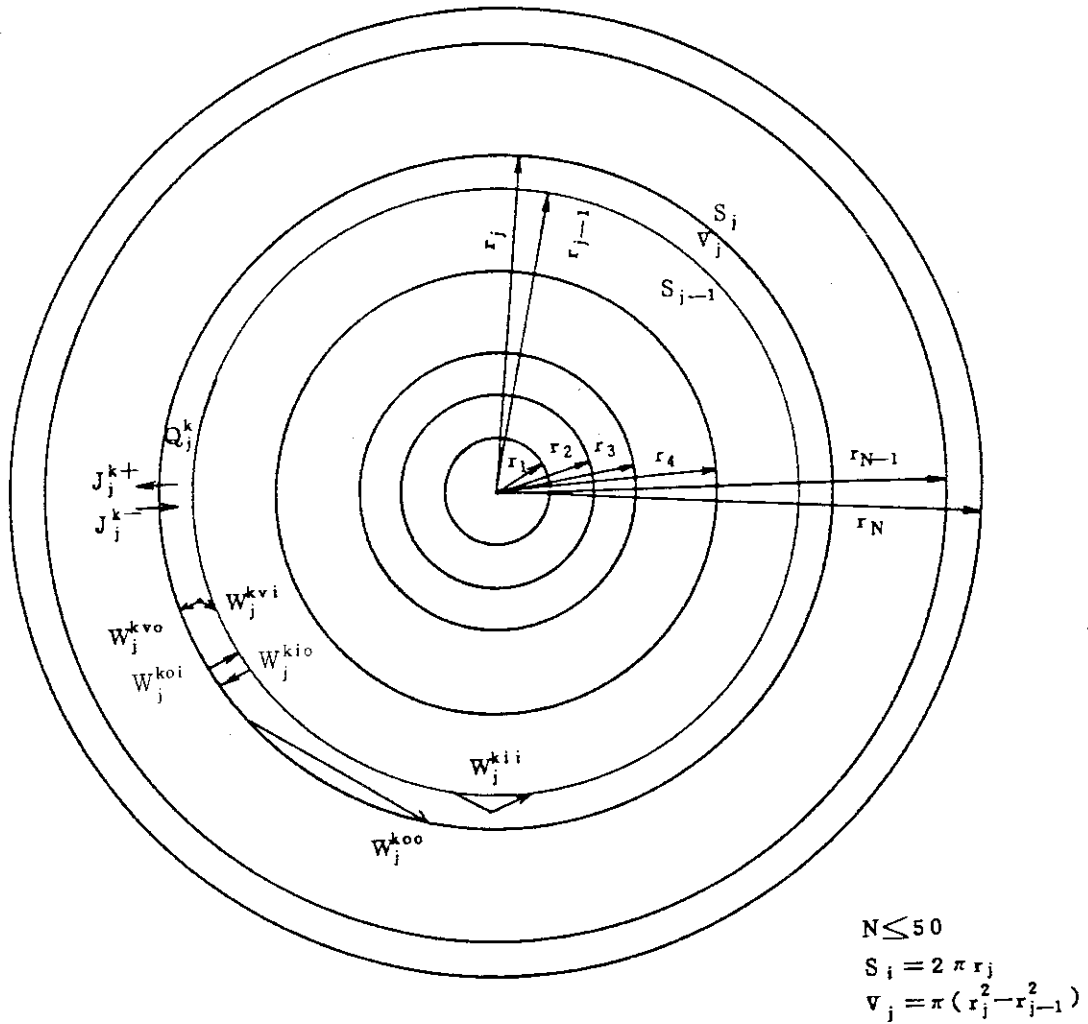


Fig. A 5.1 Cell configuration of JMSLALOM.

A 5.4 衝突確率の計算

第 j 円環領域内の第 k 群中性子に対する多重衝突確率は次のように求める。

(1) j = 1 の場合

$$\left. \begin{aligned}
 W_j^{kio} &= P_j^{kio} + \frac{P_j^{kiv} \cdot t_j^k \cdot P_j^{kvo}}{1 - t_j^k \cdot P_j^{kvo}}, & W_j^{kii} &= \frac{P_j^{kiv} \cdot t_j^k \cdot P_j^{kvi}}{1 - t_j^k \cdot P_j^{kvv}}, \\
 W_j^{koo} &= P_j^{koo} + \frac{P_j^{kov} \cdot t_j^k \cdot P_j^{kvo}}{1 - t_j^k \cdot P_j^{kvv}}, & W_j^{koi} &= P_j^{koi} + \frac{P_j^{kov} \cdot t_j^k \cdot P_j^{kvi}}{1 - t_j^k \cdot P_j^{kvv}}, \\
 W_j^{kvo} &= \frac{P_j^{kvo}}{1 - t_j^k \cdot P_j^{kvv}}, & W_j^{kvi} &= \frac{P_j^{kvi}}{1 - t_j^k \cdot P_j^{kvv}}.
 \end{aligned} \right\} \quad (A 5.31)$$

上式中の t_j^k 及び first flight collision probability (FFCP, P) は次のように計算する。

$$\left. \begin{aligned}
 t_j^k &= \frac{1}{(\Sigma_t^k)_j} \{ \nu \Sigma_{f,j}^k \cdot \chi^k + \Sigma_{j \rightarrow k}^k \}, & (\Sigma_t^k)_j &= \Sigma_{a,j}^k + \Sigma_{s,j}^k, \\
 P_j^{kvv} &= 1 - P_j^{kvi} - P_j^{kvo}, & P_j^{koo} &= 1 - P_j^{koi} - P_j^{kov}, \\
 P_j^{kiv} &= \frac{4 \cdot V_j}{S_{j-1}} \cdot (\Sigma_t^k)_j \cdot P_j^{kvi}, & P_j^{kov} &= \frac{4 \cdot V_j}{S_j} \cdot (\Sigma_t^k)_j \cdot P_j^{kvo}, \\
 P_j^{koi} &= \frac{S_{j-1}}{S_j} \cdot P_j^{kio}, & P_j^{kio} &= 1 - P_j^{kiv}, \\
 P_j^{kvi} &= \frac{R_j}{1 + R_j} \cdot G(R_j, x_j^k), & P_j^{kvo} &= S(R_j, x_j^k) - P_j^{kvi}, \\
 R_j &= \frac{r_{j-1}}{r_j}, & x_j^k &= (\Sigma_{tr}^k)_j \cdot (r_j - r_{j-1}).
 \end{aligned} \right\} \quad (A 5.32)$$

なお、上記計算において必要になる関数 $S(R, x)$ 及び $G(R, x)$ の求め方は付録 2 に示す。

(2) j = 1 の場合

(1) 中の確率のうち、 W_1^{koo} 及び W_1^{kvo} のみが定義されるが、算出式は(1)と同様である。但し、 P^{vo} 、 P^{ov} 、 P^{vv} 及び P^{oo} は次のように求める。

$$\left. \begin{aligned}
 P_1^{kvv} &= P_c((\Sigma_t^k)_1 \cdot r_1) & P_1^{kvo} &= 1 - P_1^{kvv}, \\
 P_1^{kov} &= (4 \cdot V_1 \cdot (\Sigma_t^k)_1 / S_1) \cdot P_1^{kvo}, & P_1^{koo} &= 1 - P_1^{kov}.
 \end{aligned} \right\} \quad (A 5.33)$$

ここで、 V_1 及び S_1 は各々第 1 領域の体積、外表面積、 $P_c(x)$ は Placzek 関数であり付録 3 に近似式が示されている。

付録 6 半固定入力定数

(1) Thermal column

^{238}U (capture) / ^{235}U (absorption)	3.910×10^{-3}
^{115}In (absorption) / ^{55}Mn (absorption)	1.170×10^{-1}
^{176}Lu (absorption) / ^{55}Mn (absorption)	2.552×10^{-2}
^{239}Pu (fission) / ^{235}U (fission)	1.347×10^0

(2) α , λ , $Y(\rightarrow\text{Xe})$, $Y(\rightarrow\text{Sm})$

核分裂当りのエネルギー収率 α , 崩壊定数 λ , 核分裂当りの ^{135}Xe 収率 $Y(\rightarrow\text{Xe})$, 核分裂当りの ^{149}Sm 収率 $Y(\rightarrow\text{Sm})$ は次の通り。

	α $\left\{ \frac{\text{w} \cdot \text{sec}}{\text{fission}} \right\}$	λ $\left\{ \frac{1}{\text{sec}} \right\}$	$Y(\rightarrow\text{Xe})$ $\left\{ \frac{1}{\text{fission}} \right\}$	$Y(\rightarrow\text{Sm})$ $\left\{ \frac{1}{\text{fission}} \right\}$	$Y(\rightarrow\text{RSFP/SSEP})$ $\left\{ \frac{1}{\text{fission}} \right\}$
Th-232	3.108×10^{-11}	0.0	0.060	0.0061	0.0115/0.3850
Pa-233	"	2.930×10^{-7}	"	"	"
U-233	"	0.0	"	"	"
U-234	"	0.0	"	"	"
U-235	"	0.0	0.064	0.017	"
U-236	"	0.0	"	"	"
Np-237	"	0.0	"	"	"
U-238	"	0.0	"	"	"
Pu-239	3.220×10^{-11}	0.0	0.073	0.024	"
Pu-240	"	0.0	"	"	"
Pu-241	"	1.680×10^{-9}	"	"	"
Pu-242	"	0.0	"	"	"
Am-243	"	0.0	"	"	"
Xe-135	—	2.110×10^{-5}	—	—	—
Sm-149	—	0.0	—	—	—
RSFP	—	1.6×10^{-10}	—	—	—
SSFP	—	4.5×10^{-10}	—	—	—

付録 7 衝突確率函数 W_ℓ , T_ℓ , Q'_ℓ および $F(\alpha)$ の計算

T_ℓ , W_ℓ , Q'_ℓ の積分は, θ についての

$$\text{Kn}(x) = \int_0^{\pi/2} e^{-\frac{x}{\sin \theta}} \sin^n \theta d\theta$$

の形の Bickley 函数と ϕ および表面積からなる

$$\int_s ds \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\phi \cos \phi \cdot x$$

とにより構成されている。ここでXは T_ℓ の場合1, W_ℓ の場合 X_0 , そして Q_ℓ の場合には $X_0 \cdot X'_0$ となる。ここで特に $X = X_0$ の場合には,

$$\int_s ds \int_{-\pi/2}^{\pi/2} d\psi \cos \psi \cdot X = \pi V_c (1 - \bar{N}).$$

$$\bar{N} = \frac{1}{1 - \alpha^2} \left(1 - \frac{2\psi_0}{\pi} - \frac{1}{\pi} \sin 2\psi_0 \right), \psi_0 = \sin^{-1} \alpha$$

となる。また, $X = 1$ の場合は当然 $2S_F$ となる。ところで, J. D. Macdougall⁽²⁷⁾はこれら W_ℓ , T_ℓ , Q_ℓ 及び $F(\alpha)$ を次のようなfitting式で求めている。

$$F(\alpha) = 1.0 + 0.06\alpha - 0.185 \ln(1 - \alpha).$$

$$Q'r = \exp \left\{ -3.401 + 8.909\alpha - 1.1862\alpha^2 + 6.3818\alpha^3 + \eta(-1.886 - 0.1006\alpha + 0.6173\alpha^2) + \eta^2(0.2716 + 0.04364\alpha) + \eta^3(-0.0128 - 0.02085\alpha) \right\}.$$

$$Q'z = \exp \left\{ -2.7685 + 8.9225\alpha - 1.18928\alpha^2 + 6.4197\alpha^3 + \eta(-3.83 - 0.1332\alpha + 1.099\alpha^2) + \eta^2(1.5746 - 0.18657\alpha) - 0.2865\eta^3 \right\}.$$

$$Wr = \exp \left\{ -2.9787 + 9.003\alpha - 1.2936\alpha^2 + 6.9769\alpha^3 + \eta(-1.0486 + 0.05206\alpha) + \eta^2(0.2422 - 0.01185\alpha) - 0.02975\eta^3 \right\}.$$

$$\begin{aligned} & \text{for } \eta \leq 2.5 \\ & = (1 - N(\alpha)) / 2\eta \quad \text{for } \eta > 2.5 \end{aligned}$$

但し,

$$N(\alpha) = \frac{1}{1 - \alpha^2} \left\{ 1 - \frac{2}{\pi} (\sin^{-1} \alpha + \alpha \sqrt{1 - \alpha^2}) \right\}.$$

$$Wz = \exp \left\{ -2.2690 + 8.3305\alpha - 1.0996\alpha^2 + 5.4169\alpha^3 + \eta(-2.243 + 0.1053\alpha) + \eta^2(1.04212 - 0.05046\alpha) + \eta^3(-0.2085 + 0.01\alpha) \right\}.$$

$$\begin{aligned} & \text{for } \eta \leq 2.0 \\ & = (1 - N(\alpha)) / 2\eta \quad \text{for } \eta > 2.0 \end{aligned}$$

$$Tr = \exp \left\{ -0.0086 - 0.674\eta + 0.089\eta^2 \right\}.$$

$$\begin{aligned} & \text{for } \eta \leq 2.2 \\ & = (1 - 9/16\eta) / \eta \quad \text{for } \eta > 2.2 \end{aligned}$$

$$Tz = \exp \left\{ 0.6 - 1.255\eta + 0.255\eta^2 \right\} \quad \text{for } \eta \leq 1.3$$

$$= (1 - 3/8\eta) / \eta \quad \text{for } \eta > 1.3$$

付録 8 XEDITの入力データ

DELIGHT-6から出力された多群微視断面積，中性子流，中性子スペクトルから，任意の群数，組成の巨視定数をXEDITプログラムを用いて編集することが出来る。

XEDITの入力データは以下の通りである。

CARD	COLUMN	FORMAT	CONTENTS
1	1 ~ 80	20 A 4	Title
2	1 ~ 4	I 4	Number of nuclides.
	5 ~ 8	I 4	Number of condensed groups in fast region (≤ 25).
	9 ~ 12	I 4	Number of condensed groups in thermal region (≤ 25).
	13 ~ 16	I 4	Output FORMAT = 1 : TWOTRAN = 2 : CITATION
3	1 ~ 72	18 I 4	Group numbers (in multi group structure) of lowest energy which are included in every fast few group structure.
4	1 ~ 72	18 I 4	Group numbers (in multi group structure) of highest energy which are included in every thermal few group structure.
5	1 ~ 4	I 4	Identification number of nuclide.
	5 ~ 14	E 10.4	Atomic number density of nuclide.

(CARD 5 is repeated for every nuclide)

XEDITの計算に必要なI/Oユニットは以下の通りである。

FT05 F 001	入力データ
FT06 F 001	プリントアウト
FT07 F 001	断面積出力
FT60 F 001	多群微視断面積，中性子流，中性子スペクトル入力

なお，TWOTRAN用断面積出力では，散乱断面積は P_1 成分まで含まれている。

付録9 サンプル問題 (Case 2) の出力リスト

```

*** DELIGHT-6 *** SAMPLE CALCULATION OF DELIGHT-6 USING VHTR FUEL DATA 83-05-17

* CONTROL DATA
NUMBER OF NUCLIDES = 8 NUMBER OF FAST FEW GROUP = 9 NUMBER OF THERMAL FEW GROUP = 9
BURNUP STEPS = 8 FISSION SPECTRUM = 2 L.G.N. OF FAST GROUP = 1
L.G.N. OF RESONANCE = 10 MICRO CROSS SECTION PRINT = 1 NO. OF CONDENSED GROUPS = 6
L.G.N. OF 1ST IN 2 GROUPS = 9 RESONANCE OPTION = 0 SCATTERING MODEL = 1
KERNEL INDEX = 0 CUT-OFF GROUP NO. = 50 FINE STRUCTURE CALCULATION = -1
ATOMIC DENSITY INPUT FORM = 2 LEAKAGE CALC. BY BN01ST = 0 RESONANCE CALC. MODEL = 0
OUTPUT FOR RECYCLE CALC. = 0 FAST SPECTRUM CALC. MODEL = 0 THERMAL SPECTRUM CALC. MODEL = 1
NUMBER OF REGION = 6 OPTION OF BP CALCULATION = 0

* LOWEST GROUP NUMBER OF FAST FEW GROUP
GROUP 1 = 8 GROUP 2 = 16 GROUP 3 = 27 GROUP 4 = 37 GROUP 5 = 47
GROUP 6 = 53 GROUP 7 = 57 GROUP 8 = 59 GROUP 9 = 61

* HIGHEST GROUP NUMBER OF THERMAL FEW GROUP
GROUP 1 = 7 GROUP 2 = 13 GROUP 3 = 15 GROUP 4 = 21 GROUP 5 = 27
GROUP 6 = 34 GROUP 7 = 42 GROUP 8 = 48 GROUP 9 = 50

* LOWEST GROUP NUMBER OF CONDENSED FEW GROUPS
GROUP 1 = 2 GROUP 2 = 5 GROUP 3 = 9 GROUP 4 = 13 GROUP 5 = 16
GROUP 6 = 18

* DIVIDE NUMBER OF ANY REGION
INNER MODERATER = 2 FUEL = 2 OUTER MODERATER = 2

* NUCLIDE NUMBER DENSITY
5 7.5820E-06 8 2.0671E-04 28 0.0 29 0.0 30 7.3083E-02
31 4.2857E-04 32 1.0671E-06 33 1.9966E-04

* RESONANCE DATA
RESONANCE NUCLIDE = 1 MEAN CHORD LENGTH = 2.7000E+00 DANCOFF FACTOR = 2.7000E-02 TEMPERATURE = 3.0000E+02
I. D. NUMBER = 8 DENSITY IN FUEL = 1.8950E-03 POTENTIAL SCATT = 8.3000E+00 TOTAL SCATT = 0.0
PARTICLE RADIUS = 0.0 EFFECTIVE SIGMA-M = -1.0000E+00
RATE OF KERNEL VOL = 1.0000E+00

* PARAMETER FOR LAMDA-I CALCULATION
NUCLIDE ID. NO. IN F-REGION
5 8 30 31 33
NUCLIDE ID. NO. FOR LAMDA-I CALCULATION IN F-REGION
5 8 30 31 33

* OTHER DATA OF CALCULATION
TARGET K-INF = 1.0000E-01 MODERATOR TEMPERATURE = 3.0000E+02 POWER(W/CC) = 2.2000E+00
FAST BUCKLING = 1.0000E-04 THERMAL BUCKLING = 1.0000E-04

* BURNUP STEP(DAYS) AND CALCULATIONAL OPTIONS OF NEUTRON SPECTRUM AND RESONANCE
1 1.0000E+01(0) 2 4.0000E+01(0) 3 5.0000E+01(0) 4 1.0000E+02(0) 5 1.0000E+02(0) 6 1.0000E+02(0)
7 1.0000E+02(0) 8 1.0000E+02(0)

* NONPURGE FACTOR OF F.P. NUCLIDES
1 1.0000E+00 2 1.0000E+00 3 1.0000E+00 4 1.0000E+00 5 1.0000E+00 6 1.0000E+00
    
```

*** FAST LIBRARY INPUT ***

NUCLIDE	NID	LTOT	IWA	IWF	IWR
90-TM-232	1	1528	1	1	1
91-PA-233	2	1680	1	1	0
92-U-233	3	1451	1	1	0
92-U-234	4	1362	1	1	0
92-U-235	5	1757	1	1	0
92-U-236	6	1362	1	1	0
93-NP-237	7	1601	1	1	0
92-U-238	8	1546	1	1	1

RESONANCE INFORMATION

```

1 ENERGY OF RES. LEVEL 6.6700E+00
  LAMDA PARAMETER
    NUCLIDE ID.          NUCLIDE ID.
  LAMDA-0                9.3381E-02
  LAMDA-1                 5 9.5343E-02          30 8.8600E-01
                        31 8.4441E-01          33 7.2883E-01
  SIGM                   1.7435E+02
  CELDAN                 1.8692E+02
  RESONANCE INTEGRAL
  ABSORPTION            1.7893E+01
  FISSION                0.0
  DELTA                  4.9692E-02

2 ENERGY OF RES. LEVEL 2.0900E+01
  LAMDA PARAMETER
    NUCLIDE ID.          NUCLIDE ID.
  LAMDA-0                2.6392E-01
  LAMDA-1                 5 2.6797E-01          30 9.4391E-01
                        31 9.2260E-01          33 8.6036E-01
  SIGM                   1.8614E+02
  CELDAN                 1.8858E+02
  RESONANCE INTEGRAL
  ABSORPTION            8.2862E+00
  FISSION                0.0
  DELTA                  2.3877E-02

3 ENERGY OF RES. LEVEL 3.6800E+01
  LAMDA PARAMETER
    NUCLIDE ID.          NUCLIDE ID.
  LAMDA-0                2.8018E-01
  LAMDA-1                 5 2.8433E-01          30 9.4663E-01
                        31 9.2632E-01          33 8.6687E-01
  SIGM                   1.8670E+02
  CELDAN                 1.8865E+02
  RESONANCE INTEGRAL
  ABSORPTION            5.7053E+00
  FISSION                0.0
  DELTA                  2.0130E-02

4 ENERGY OF RES. LEVEL 6.6150E+01
  LAMDA PARAMETER
    NUCLIDE ID.          NUCLIDE ID.
  LAMDA-0                6.1650E-01
  LAMDA-1                 5 6.2035E-01          30 9.8002E-01
                        31 9.7226E-01          33 9.4897E-01
  SIGM                   1.9364E+02
  CELDAN                 1.8952E+02
  RESONANCE INTEGRAL
    
```

```

                ABSORPTION 2.2023E+00
                FISSION    0.0
DELTA          9.3981E-03

5 ENERGY OF RES. LEVEL 8.0740E+01
  LAMDA PARAMETER
    NUCLIDE ID.          NUCLIDE ID.
  LAMDA-0                6.1650E-01
  LAMDA-1                5 6.2035E-01          30 9.8002E-01
                   31 9.7226E-01          33 9.4897E-01
  SIGM                  1.9364E+02
  CELDAN                1.8952E+02
  RESONANCE INTEGRAL
    ABSORPTION          7.7294E-01
    FISSION             0.0
DELTA                  0.0

6 ENERGY OF RES. LEVEL 1.0250E+02
  LAMDA PARAMETER
    NUCLIDE ID.          NUCLIDE ID.
  LAMDA-0                5.6431E-01
  LAMDA-1                5 5.6845E-01          30 9.7642E-01
                   31 9.6728E-01          33 9.3993E-01
  SIGM                  1.9289E+02
  CELDAN                1.8943E+02
  RESONANCE INTEGRAL
    ABSORPTION          1.4331E+00
    FISSION             0.0
DELTA                  9.3331E-03

7 ENERGY OF RES. LEVEL 1.1680E+02
  LAMDA PARAMETER
    NUCLIDE ID.          NUCLIDE ID.
  LAMDA-0                5.6431E-01
  LAMDA-1                5 5.6845E-01          30 9.7642E-01
                   31 9.6728E-01          33 9.3993E-01
  SIGM                  1.9289E+02
  CELDAN                1.8943E+02
  RESONANCE INTEGRAL
    ABSORPTION          1.0301E+00
    FISSION             0.0
DELTA                  0.0
  RESONANCE INTEGRAL (ABS) = 4.4470E+01 CELDAN = 1.9002E+02
                    (FIS) = 0.0
    
```

```

94-PU-239      9 1759 1 1 0
94-PU-240     10 1546 1 1 0
94-PU-241     11 1462 1 1 0
94-PU-242     12 1460 1 1 0
95-AM-243     13 1336 1 1 0
54-XE-135     14 808  1 0 0
62-SM-149     15 1445 1 0 0
NSFP (U-233)  16 68  1 0 0
NSFP (U-235)  17 68  1 0 0
NSFP (PU-239) 18 68  1 0 0
NSFP (PU-241) 19 68  1 0 0
SSFP (U-233)  20 68  1 0 0
SSFP (U-235)  21 68  1 0 0
SSFP (PU-239) 22 68  1 0 0
SSFP (PU-241) 23 68  1 0 0
RSFP (U-233)  24 68  1 0 0
RSFP (U-235)  25 68  1 0 0
RSFP (PU-239) 26 68  1 0 0
    
```

```

RSFP (PU-241) 27 68  1 0 0
5-B - 10      28 696  1 0 0
5-B - 11      29 620  1 0 0
6-C - 12      30 569  1 0 0
8-O - 16      31 524  1 0 0
2-HE- 4       32 884  1 0 0
14-Si         33 777  1 0 0
    
```

*** THERMAL LIBRARY INPUT ***

NUCLIDE	NID	ISC	MASS	SIGS	SIGE
TH-232	1	0	232.038	12.000	11.100
PA-233	2	0	233.040	17.000	10.000
U -233	3	0	233.039	13.000	15.000
U -234	4	0	234.041	10.000	8.100
U -235	5	0	235.044	15.000	12.000
U -236	6	0	236.046	8.800	8.500
NP-237	7	0	237.049	16.000	12.000
U -238	8	0	238.051	8.900	8.500
PU-239	9	0	239.052	7.000	10.000
PU-240	10	0	240.054	3.000	17.000
PU-241	11	0	241.057	10.000	8.000
PU-242	12	0	242.059	8.000	340.000
AM-243	13	0	243.061	16.000	10.000
XE-135	14	-1	133.905	0.0	35.300
SM-149	15	-1	148.917	0.0	8.000
NSFP-233	16	0	120.000	0.0	0.0
NSFP-235	17	0	120.000	0.0	0.0
NSFP-239	18	0	120.000	0.0	0.0
NSFP-241	19	0	120.000	0.0	0.0
SSFP-233	20	0	120.000	0.0	0.0
SSFP-235	21	0	120.000	0.0	0.0
SSFP-239	22	0	120.000	0.0	0.0
SSFP-241	23	0	120.000	0.0	0.0
RSFP-233	24	0	120.000	0.0	0.0
RSFP-235	25	0	120.000	0.0	0.0
RSFP-239	26	0	120.000	0.0	0.0
RSFP-241	27	0	120.000	0.0	0.0
B-10	28	0	10.013	2.100	2.100
B-11	29	0	11.009	5.040	5.040
C	30	1	12.011	4.730	4.730
O-16	31	1	15.999	3.750	3.750
He	32	1	4.003	0.760	0.760
Si	33	0	28.086	2.150	2.150

*** DELIGHT-6 *** SAMPLE CALCULATION OF DELIGHT-6 USING VHTR FUEL DATA

Table with multiple sections: FAST NEUTRON SPECTRUM, FAST NEUTRON CURRENT, NEUTRON SLOWING DOWN DENSITY, FLUX, TH-232, PA-233. Each section contains data for 9 groups across various parameters like TRANSP, ABSORP, NU FISSION, etc.

*** DELIGHT-6 *** SAMPLE CALCULATION OF DELIGHT-6 USING VHTR FUEL DATA

Table with multiple sections: THERMAL NEUTRON SPECTRUM, THERMAL NEUTRON CURRENT, NORMALIZED THERMAL NEUTRON SPECTRUM, THERMAL NEUTRON SPECTRUM (LETHARGY LEVEL=HIGH...LOW), EFFECTIVE MICRO CROSS SECTION (THERMAL), TH-232, PA-233. Each section contains data for 18 groups across various parameters.

CONTINUE

1= SPECIAL MATERIAL CROSS SECTIONS

MATERIAL= 1 ** B-10 MICRO OF BP **

	1 GROUP	2 GROUP	3 GROUP	4 GROUP	5 GROUP	6 GROUP	7 GROUP	8 GROUP	9 GROUP	10 GROUP
D COEF.	2.2391E-01	9.9279E-02	6.2328E-02	2.5911E-02	8.2400E-03	3.2583E-03	1.7712E-03	1.2172E-03	9.4875E-04	7.8758E-04
TOTAL	1.9493E+00	3.8752E+00	5.4782E+00	1.3021E+01	4.0702E+01	1.0343E+02	1.8942E+02	2.7411E+02	3.5147E+02	4.2338E+02
ABSORPTION	3.3961E-01	6.7962E-01	2.9492E+00	1.0922E+01	3.8605E+01	1.0133E+02	1.8732E+02	2.7200E+02	3.4937E+02	4.2128E+02
FISSION	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
NU FISSION	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
SCAT. TO 1 (PO)	1.2430E+00	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
	2 3.4602E-01	2.9066E+00	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
	3 6.0490E-04	2.8796E-01	2.3901E+00	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
	4 0.0	6.7151E-08	1.3886E-01	1.9437E+00	1.9419E+00	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
	5 0.0	0.0	0.0	1.3598E-01	1.3454E-01	1.8495E+00	0.0	0.0	0.0	0.0
	6 0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	2.5220E-01	1.7315E+00	0.0	0.0	0.0
	7 0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	3.7189E-01	1.3112E+00	0.0	0.0
	8 0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	7.9311E-01	1.3114E+00	0.0
	9 0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	7.9332E-01	2.1000E+00
	10 0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
	11 0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
	12 0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
	13 0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
	14 0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
	15 0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
	16 0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
	17 0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
	18 0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
SCAT. TO 1 (P1)	4.1686E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
	2 -6.8659E-02	3.7627E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
	3 0.0	-6.6925E-02	1.9775E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
	4 0.0	0.0	-3.8452E-02	1.8497E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
	5 0.0	0.0	0.0	-4.4544E-02	1.8471E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
	6 0.0	0.0	0.0	0.0	-4.3951E-02	2.1360E-01	0.0	0.0	0.0	0.0
	7 0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-7.2453E-02	2.4498E-01	0.0	0.0	0.0
	8 0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-1.0372E-01	3.6863E-01	0.0	0.0
	9 0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-2.2731E-01	3.6923E-01	0.0
	10 0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	-2.2787E-01	1.3982E-01
	11 0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
	12 0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
	13 0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
	14 0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
	15 0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
	16 0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
	17 0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
	18 0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
D COEF.	6.9660E-04	6.0341E-04	4.9302E-04	3.5893E-04	2.5307E-04	1.9514E-04	1.3403E-04	7.3280E-05		
TOTAL	4.7865E+02	5.5255E+02	6.7625E+02	9.2884E+02	1.3173E+03	1.7083E+03	2.4871E+03	4.5489E+03		
ABSORPTION	4.7633E+02	5.5045E+02	6.7415E+02	9.2874E+02	1.3132E+03	1.7082E+03	2.4868E+03	4.5488E+03		
FISSION	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0		
NU FISSION	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0		
SCAT. TO 1 (PO)	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0		
	2 0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0		
	3 0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0		
	4 0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0		
	5 0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0		

CONTINUE

3	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
4	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
5	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
6	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
7	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
8	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
9	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
10	1.1972E-03	-1.8615E-10	-9.3149E-18	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
11	9.7994E-01	7.0662E-04	-2.5301E-10	-1.4053E-18	0.0	0.0	0.0	0.0
12	-4.3041E-01	8.5428E-01	3.4952E-03	-2.0650E-10	-4.6151E-17	-4.9789E-20	-1.1384E-21	-2.1377E-23
13	-1.3310E-01	-4.4211E-01	7.4587E-01	-8.0462E-04	-2.0090E-09	-3.7494E-12	-1.1209E-13	-6.9350E-15
14	-2.2630E-03	-4.7025E-02	-3.5175E-01	5.5670E-01	-9.7204E-03	-7.5109E-05	-3.0240E-06	-1.9617E-07
15	-5.3374E-06	-2.8736E-04	-1.0771E-02	-1.8400E-01	4.4659E-01	-2.9173E-02	-1.5470E-03	-1.6318E-04
16	-1.1325E-07	-8.8421E-06	-5.3094E-04	-2.3588E-02	-1.2848E-01	4.4248E-01	-2.1974E-02	-1.5999E-03
17	-1.5072E-08	-1.4215E-06	-1.0620E-04	-6.3669E-03	-4.8127E-02	-1.2275E-01	2.0943E-01	-4.1119E-02
18	-3.4380E-10	-4.0989E-08	-3.9985E-06	-3.4709E-04	-3.9972E-03	-8.1304E-03	-2.5956E-02	1.1834E-01

** EIGEN VALUE ITERATION

ITER.NO	FLUX ERROR	EIGEN VALUE
1	1.0000D+00	1.0715D+00
2	2.6352D+00	1.1404D+00
3	9.7725D-02	1.2396D+00
4	5.8165D-02	1.3052D+00
5	3.6707D-02	1.3483D+00
6	2.3557D-02	1.3767D+00
7	1.5251D-02	1.3954D+00
8	9.9267D-03	1.4077D+00
9	6.4839D-03	1.4157D+00
10	4.2446D-03	1.4210D+00
11	2.7828D-03	1.4243D+00
12	1.8262D-03	1.4268D+00
13	1.1991D-03	1.4283D+00
14	7.8774D-04	1.4293D+00
15	5.1762D-04	1.4300D+00
16	3.4019D-04	1.4304D+00
17	2.2360D-04	1.4307D+00
18	1.4698D-04	1.4309D+00
19	9.6621D-05	1.4310D+00

* REGIONWISE FLUX

REGION	1 GROUP	2 GROUP	3 GROUP	4 GROUP	5 GROUP	6 GROUP	7 GROUP	8 GROUP	9 GROUP	10 GROUP
1	3.7300D-01	7.5427D-01	7.6309D-01	6.3754D-01	6.1338D-01	3.3810D-01	2.0275D-01	9.9443D-02	1.0005D-01	6.3171D-02
2	3.7300D-01	7.5427D-01	7.6309D-01	6.3754D-01	6.1338D-01	3.3810D-01	2.0275D-01	9.9443D-02	1.0005D-01	6.3171D-02
3	3.7370D-01	7.5148D-01	7.6300D-01	6.3748D-01	6.1317D-01	3.3786D-01	2.0237D-01	9.9392D-02	1.0003D-01	6.3173D-02
4	3.4266D-01	7.3652D-01	7.6091D-01	6.3797D-01	6.1501D-01	3.4158D-01	2.0611D-01	9.9802D-02	1.0019D-01	6.3242D-02
5	2.9056D-01	6.8382D-01	7.5440D-01	6.3767D-01	6.2090D-01	3.3268D-01	1.8115D-01	1.0104D-01	1.0072D-01	6.3445D-02
6	2.7509D-01	6.6910D-01	7.3226D-01	6.4007D-01	6.247D-01	3.3557D-01	2.2132D-01	1.0151D-01	1.0090D-01	6.339D-02
REGION	11 GROUP	12 GROUP	13 GROUP	14 GROUP	15 GROUP	16 GROUP	17 GROUP	18 GROUP		
1	5.2644D-02	7.3597D-02	1.0958D-01	2.0298D-01	2.5567D-01	3.8555D-01	1.3533D+00	5.9212D-01		
2	5.2643D-02	7.3597D-02	1.0958D-01	2.0298D-01	2.5567D-01	3.8555D-01	1.3533D+00	5.9212D-01		
3	5.2641D-02	7.3583D-02	1.0956D-01	2.0291D-01	2.5545D-01	3.8519D-01	1.3507D+00	5.8998D-01		
4	5.2675D-02	7.3716D-02	1.0979D-01	2.0367D-01	2.5704D-01	3.8814D-01	1.3670D+00	6.0489D-01		
5	5.2785D-02	7.4171D-02	1.1054D-01	2.0618D-01	2.6241D-01	3.9783D-01	1.4200D+00	6.5152D-01		
6	5.2821D-02	7.4288D-02	1.1075D-01	2.0687D-01	2.6384D-01	4.0053D-01	1.4343D+00	6.6419D-01		

***** SAMPLE CALCULATION OF DELIGHT-6 USING VHTR FUEL DATA

STEP 0 83-05-17

K-EFF= 1.3485E+00 K-INF= 1.4312E+00 EPSILON= 1.3344E+00 RESO.P(1)= 6.1456E-01 RESO.P(2)= 8.3100E-01 THE.ETA#F= 1.7536E+00
 ICR-1= 3.6340E-01 ICR-2= 3.4697E-01 ICR-3= 3.6697E-01

* MICRO-PARAMETER DELTA-28= 1.407E-04 DELTA-25= 5.4252E-02 RO-28= 2.2213E+00 GAMMA-0= 4.3126E+00
 * SPECTRAL INDEX IN-115/MM-55= 9.3237E-02 LU-176/MM-55= 1.4369E+00 PU-239/U-235= 1.3484E+00

* ATOMIC NUMBER DENSITY, NUMBER OF FISSION, IRRADIATION

NUCLIDE	N	DN	NF	DNF	M	DM	FIFA	O(FIFA)	FIMA	O(FIMA)
TH-232	0.0									
PA-233	0.0									
U -233	0.0									
U -234	0.0									
U -235	7.5820E-04									
U -236	0.0									
NP-237	0.0									
U -238	2.0671E-04									
PU-239	0.0									
PU-240	0.0									
PU-241	0.0									
PU-242	0.0									
AM-243	0.0									
XE-135	0.0									
SM-149	0.0									
NSFP-3	0.0									
NSFP-5	0.0									
NSFP-9	0.0									
NSFP-1	0.0									
SSFP-3	0.0									
SSFP-5	0.0									
SSFP-9	0.0									
SSFP-1	0.0									
RSFP-3	0.0									
RSFP-5	0.0									
RSFP-9	0.0									
RSFP-1	0.0									
B - 10	0.0									

* TWO GROUP CONSTANTS
 FAST FLUX= 3.2274E+04 D COEF.= 1.3014E+00 TOTAL= 3.0909E-01 ABSORP.= 7.9857E-04 FISSION= 1.0237E-04
 NU FIS.= 2.5164E-04 REMOVAL= 2.8689E-03 VELOCITY = 1.8493E+07
 THERMAL FLUX= 1.0921E+13 D COEF.= 9.2647E-01 TOTAL= 3.7673E-01 ABSORP.= 3.3938E-03 FISSION= 2.4574E-03
 NU FIS.= 5.9444E-03 VELOCITY = 3.5308E+05

XPLUX 1= 3.2274E+13 XPLUX 2= 2.5991E+13 FAST FISS. GAIN= 6.8614E-02 RESD. ESCAPE PRO.= 7.8226E-01 THE. ETA#F= 1.7515E+00

* EXISTENTION AND COMPOSITION

FOR INITIAL TOTAL HEAVY METAL	TH-TOTAL = 0.0	U -TOTAL = 1.000E+03	PU-TOTAL = 0.0	PU-240 = 0.0	PU-241 = 0.0	PU-242 = 0.0
URANIUM	U -235 = 3.495E+01	PU-239 = 0.0	PU-240 = 0.0	PU-241 = 0.0	PU-242 = 0.0	PU-242 = 0.0
	U -233 = 0.0	PU-TOTAL = 0.0				
THORIUM	U -234 = 0.0	U -234 = 0.0	U -235 = 0.0			
COMPOSITION OF URANIUM	U -233 = 0.0	U -234 = 0.0	U -235 = 3.538E-02	U -236 = 0.0		U -238 = 9.646E-01
PLUTONIUM	PU-239 = 0.0	PU-240 = 0.0	PU-241 = 0.0	PU-242 = 0.0		

***** SAMPLE CALCULATION OF DELIGHT-6 USING VHTR FUEL DATA

STEP 0 83-05-17

* FEW GROUP CONSTANTS

	1 GROUP	2 GROUP	3 GROUP	4 GROUP	5 GROUP	6 GROUP
FLUX	9.3385E+05	9.2252E+07	8.1439E+10	1.4492E+12	1.3011E+13	1.5613E+14
D COEF.	2.0268E+00	1.0248E+00	9.8327E-01	9.8227E-01	9.7096E-01	8.9870E-01
TOTAL	2.0855E-01	3.4554E-01	3.5829E-01	3.7337E-01	3.6527E-01	3.8221E-01
ABSORPTION	9.3900E-05	3.9908E-04	2.9170E-03	5.3371E-04	1.9145E-03	4.4711E-03
FISSION	4.9250E-05	5.8017E-05	3.0064E-04	3.1103E-04	1.3441E-03	3.2672E-03
NU FISSION	1.3319E-04	1.4038E-04	7.2720E-04	7.5239E-04	3.2514E-03	7.9033E-03
SCAT. TO 1	1.9483E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
2	1.3602E-02	3.3856E-01	0.0	0.0	0.0	0.0
3	1.8894E-11	4.5804E-03	3.4052E-01	0.0	0.0	0.0
4	0.0	2.8089E-11	1.4838E-02	3.3619E-01	1.0609E-04	1.0332E-14
5	0.0	0.0	0.0	3.4438E-02	3.4184E-01	4.5504E-03
6	0.0	0.0	0.0	5.5315E-06	2.1405E-02	3.7319E-01
XE YIELD X	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
SM YIELD X	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
SM ABSORP	8.2961E-04	5.3565E-02	3.4748E+01	2.7891E+03	7.2534E+05	2.7763E+06
SM ABSORP	1.9946E-01	1.5749E+01	2.2410E+02	1.6234E+03	2.9987E+04	4.6618E+04

* FEW GROUP CONSTANT -CITATION- *

1	1	2.0268E+00	9.3900E-05	1.3319E-04	1.5307E-15
1.9483E-01	1	1.3602E-02	1.8894E-11	0.0	0.0
1	2	1.0248E+00	3.9908E-04	1.4038E-04	1.8032E-15
0.0	3	3.3856E-01	6.5804E-03	2.8089E-11	0.0
1	3	9.8327E-01	2.9170E-03	7.2720E-04	9.3440E-15
0.0	4	0.0	3.4052E-01	1.4858E-02	0.0
1	4	9.8227E-01	5.3371E-04	7.5239E-04	9.6669E-15
0.0	5	0.0	3.3619E-01	3.6638E-02	5.5315E-06
1	5	9.7096E-01	1.9145E-03	3.2514E-03	4.1375E-16
0.0	6	0.0	1.0609E-04	3.4184E-01	2.1405E-02
1	6	8.9870E-01	4.4711E-03	7.9033E-03	1.0154E-13
0.0	0.0	0.0	1.0332E-14	4.5504E-03	3.7319E-01

* MACRO CROSS-SECTION

	1 GROUP	2 GROUP	3 GROUP	4 GROUP	5 GROUP	6 GROUP	7 GROUP	8 GROUP	9 GROUP	10 GROUP
FLUX	3.3908E+05	5.3424E+06	3.7274E+07	4.9762E+08	5.8337E+09	4.4440E+10	1.5391E+11	3.2729E+11	5.4122E+11	9.9937E+11
D COEF.	2.9299E+00	1.6019E+00	1.0647E+00	1.0080E+00	9.9275E-01	9.4544E-01	9.8414E-01	1.0176E+00	1.0078E+00	1.0017E+00
DCDF-R	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
DCDF-I	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
TOTAL	1.3774E-01	2.4186E-01	3.3400E-01	3.5009E-01	3.5513E-01	3.4414E-01	3.5690E-01	3.4965E-01	3.4989E-01	3.4638E-01
ABSORPTION	2.0961E-04	3.9443E-05	9.3075E-05	2.8212E-04	9.0024E-04	2.9993E-03	5.2483E-03	4.1318E-04	3.7230E-04	3.4435E-04
FISSION	1.2882E-04	1.1816E-05	1.4696E-05	3.9313E-05	1.3119E-04	3.6736E-04	3.6843E-04	1.2897E-04	1.7440E-04	1.1073E-04
NU FISSION	3.5362E-04	2.9486E-05	3.5652E-05	9.3107E-05	3.1734E-04	8.4021E-04	8.9115E-04	3.1195E-04	4.2233E-04	2.4785E-04
SCAT. TO 1	1.0984E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
2	2.7616E-02	2.2186E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
3	8.0673E-05	1.9965E-02	3.1518E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
4	1.7373E-07	4.5472E-07	1.8724E-02	3.2800E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
5	4.0547E-10	4.6323E-09	4.1674E-08	2.1811E-02	3.3265E-01	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
6	8.0020E-14	2.7744E-11	0.0	0.0	2.1579E-02	3.2610E-01	0.0	0.0	0.0	0.0
7	0.0	0.0	3.2294E-10	0.0	0.0	3.5044E-02	3.0017E-01	0.0	0.0	0.0
8	0.0	0.0	1.1975E-10	0.0	0.0	4.5016E-11	5.1484E-02	2.3884E-01	0.0	0.0
9	0.0	0.0	7.2633E-11	0.0	0.0	6.9320E-08	1.1039E-01	2.3914E-01	0.0	0.0
10	0.0	0.0	7.4237E-11	0.0	0.0	0.0	9.4527E-11	1.4777E-07	1.1037E-01	2.1096E-01
11	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	1.4427E-01
12	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	2.9644E-02
13	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	1.1482E-03
14	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	4.4082E-06
15	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	4.0008E-09

JAERI-M 83-176

Table with multiple columns and rows containing numerical data, including groups 11 through 18 and various physical parameters like FLUX, DCDF, TOTAL, ABSORPTION, FISSION, and EIGEN VALUE ITERATION.

JAERI-M 83-176

3	9.1400D-02	1.1940D+00
4	5.3520D-02	1.2515D+00
5	3.3287D-02	1.2887D+00
6	2.1039D-02	1.3127D+00
7	1.3405D-02	1.3282D+00
8	8.5835D-03	1.3382D+00
9	5.5130D-03	1.3447D+00
10	3.5479D-03	1.3489D+00
11	2.2862D-03	1.3516D+00
12	1.4744D-03	1.3533D+00
13	9.5130D-04	1.3544D+00
14	6.1402D-04	1.3552D+00
15	3.9640D-04	1.3556D+00
16	2.5595D-04	1.3559D+00
17	1.6528D-04	1.3561D+00
18	1.0673D-04	1.3563D+00
19	6.8928D-05	1.3563D+00

* REGIONWISE FLUX

REGION	1 GROUP	2 GROUP	3 GROUP	4 GROUP	5 GROUP	6 GROUP	7 GROUP	8 GROUP	9 GROUP	10 GROUP
1	3.7299D-01	7.5427D-01	7.6310D-01	6.3756D-01	6.1341D-01	3.3813D-01	2.0277D-01	9.9421D-02	1.0004D-01	6.3169D-02
2	3.7299D-01	7.5427D-01	7.6310D-01	6.3756D-01	6.1341D-01	3.3813D-01	2.0277D-01	9.9421D-02	1.0004D-01	6.3169D-02
3	3.5737D-01	7.5148D-01	7.6301D-01	6.3749D-01	6.1320D-01	3.3787D-01	2.0238D-01	9.9369D-02	1.0002D-01	6.3170D-02
4	3.4267D-01	7.3654D-01	7.6092D-01	6.3798D-01	6.1503D-01	3.4161D-01	2.0612D-01	9.9783D-02	1.0019D-01	6.3239D-02
5	2.9056D-01	6.8382D-01	7.5441D-01	6.3968D-01	6.2093D-01	3.5271D-01	2.1817D-01	1.0103D-01	1.0071D-01	6.3462D-02
6	2.7509D-01	6.6910D-01	7.5227D-01	6.4008D-01	6.2249D-01	3.5560D-01	2.2134D-01	1.0150D-01	1.0089D-01	6.3536D-02

REGION	11 GROUP	12 GROUP	13 GROUP	14 GROUP	15 GROUP	16 GROUP	17 GROUP	18 GROUP
1	5.2640D-02	7.3581D-02	1.0956D-01	2.0255D-01	2.5228D-01	3.7209D-01	1.2796D+00	5.5431D-01
2	5.2640D-02	7.3581D-02	1.0956D-01	2.0255D-01	2.5228D-01	3.7209D-01	1.2796D+00	5.5431D-01
3	5.2638D-02	7.3568D-02	1.0954D-01	2.0248D-01	2.5205D-01	3.7172D-01	1.2770D+00	5.5224D-01
4	5.2672D-02	7.3702D-02	1.0977D-01	2.0326D-01	2.5369D-01	3.7477D-01	1.2935D+00	5.6880D-01
5	5.2782D-02	7.4162D-02	1.1052D-01	2.0583D-01	2.5919D-01	3.8477D-01	1.3475D+00	6.1229D-01
6	5.2818D-02	7.4281D-02	1.1073D-01	2.0654D-01	2.6067D-01	3.8754D-01	1.3620D+00	6.2465D-01

***** SAMPLE CALCULATION OF DELIGHT-6 USING VHTR FUEL DATA

STEP 1 B3-05-17

K-EFF= 1.2795E+00 K-INF= 1.3565E+00 EPSILON= 1.3044E+00 RESO.P(1)= 6.3029E-01 RESO.P(2)= 8.2745E-01 THE.ETA+F= 1.6576E+00
 ICR-1= 3.7711E-01 ICR-2= 3.8387E-01 ICR-3= 3.8183E-01

* MICRO-PARAMETER DELTA-2E= 1.692E-04 DELTA-2S= 5.7281E-02 RO-28= 2.3415E+00 GAMMA-0= 4.4644E+00
 * SPECTRAL INDEX IN-115/MN-55= 9.7662E-02 LU-176/MN-55= 1.4422E+00 PU-239/U-235= 1.3604E+00

* ATOMIC NUMBER DENSITY, NUMBER OF FISSION, IRRADIATION

NUCLIDE	N	DN	NF	DNF	M	DM	FIFA	D(FIFA)	FINA	D(FINA)
TH-232	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0				
PA-233	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0				
U-233	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0				
U-234	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0				
U-235	7.5099E-06	-7.2139E-08	6.0609E-08	6.0609E-08	2.5758E+02	2.5758E+02				
(TR)	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0				
(U)	7.5099E-06	-7.2139E-08	6.0609E-08	6.0609E-08	2.5758E+02	2.5758E+02				
U-236	1.1526E-08	1.1526E-08	1.5940E-14	1.5940E-14	6.7743E-05	6.7743E-05				
(TR)	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0				
(U)	1.1526E-08	1.1526E-08	1.5940E-14	1.5940E-14	6.7743E-05	6.7743E-05				
NP-237	3.6948E-12	3.6948E-12	3.1251E-17	3.1251E-17	1.3282E-07	1.3282E-07				
(TR)	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0				
(U)	3.6948E-12	3.6948E-12	3.1251E-17	3.1251E-17	1.3282E-07	1.3282E-07				
U-238	2.0668E-04	-2.6601E-08	2.5862E-10	2.5862E-10	1.0991E+00	1.0991E+00				
PU-239	2.6055E-08	2.6055E-08	1.9196E-10	1.9196E-10	8.4523E-01	8.4523E-01				
PU-240	9.1859E-11	9.1859E-11	9.3018E-16	9.3018E-16	4.0956E-06	4.0956E-06				
PU-241	9.0949E-13	9.0949E-13	6.5189E-13	6.5189E-13	2.8703E-03	2.8703E-03				
PU-242	-9.0949E-13	-9.0949E-13	7.3398E-16	7.3398E-16	3.2318E-06	3.2318E-06				
AM-243	9.0949E-13	9.0949E-13	3.0343E-16	3.0343E-16	1.2896E-06	1.2896E-06				
XE-135	6.3128E-11	6.3128E-11								
SM-149	9.1827E-10	9.1827E-10								
NSFP-3	0.0	0.0								
NSFP-5	9.2671E-08	9.2671E-08								
NSFP-9	2.8919E-10	2.8919E-10								
NSFP-1	9.8364E-13	9.8364E-13								
SSFP-3	0.0	0.0								
SSFP-5	2.3516E-08	2.3516E-08								
SSFP-9	0.0	0.0								
SSFP-1	0.0	0.0								
RSFP-3	0.0	0.0								
RSFP-5	3.1955E-09	3.1955E-09								
RSFP-9	0.0	0.0								
RSFP-1	0.0	0.0								
S-10	0.0	0.0								
TOTAL			6.1060E-08	6.1060E-08	2.5953E+02	2.5953E+02	8.0533E-03	8.0533E-03	2.8495E-04	2.8495E-04

CONTINUE

JAERI-M 83-176

***** SAMPLE CALCULATION OF DELIGHT-6 USING VMTR FUEL DATA

STEP 8 83-05-17

K-EFF= 1.1251E+00 K-INF= 1.1951E+00 EPSILON= 1.2305E+00 RESO.P(1)= 6.6387E-01 RESO.P(2)= 8.1893E-01 THE.ETA+F= 1.4706E+00
 ICR-1= 4.8178E-01 ICR-2= 6.7404E-01 ICR-3= 4.8805E-01

* MICRO-PARAMETER DELTA-28= 1.564E-04 DELTA-25= 5.2901E-02 RO-28= 2.1779E+00 GAMMA-O= 4.2461E+00
 * SPECTRAL INDEX IN-115/MN-55= 9.1453E-02 LU-176/MN-55= 1.3989E+00 PU-239/U-235= 1.3154E+00

* ATOMIC NUMBER DENSITY, NUMBER OF FISSION, IRRADIATION

NUCLIDE	N	DN	NF	DNF	M	DM	FIFA	D(FIFA)	FIMA	D(FIMA)
TH-232	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0				
PA-233	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0				
U-233	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0				
U-234	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0				
U-235	4.0278E-06	-4.9999E-07	2.9850E-06	4.2021E-07	1.2686E+04	1.7858E+03				
(TH)	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0				
(U)	4.0278E-06	-4.9999E-07	4.2021E-07	4.2021E-07	1.7858E+03	1.7858E+03				
U-236	5.5589E-07	7.5728E-08	5.7182E-11	1.7310E-11	2.4302E-01	7.3564E-02				
(TH)	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0				
(U)	5.5589E-07	7.5728E-08	1.7310E-11	1.7310E-11	7.3564E-02	7.3564E-02				
NP-237	1.2255E-08	3.5894E-09	2.5863E-12	1.1033E-12	1.0991E-02	4.6891E-03				
(TH)	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0				
(U)	1.2255E-08	3.5894E-09	1.1033E-12	1.1033E-12	4.6891E-03	4.6891E-03				
U-238	2.0492E-04	-3.2195E-07	1.7459E-08	3.1167E-09	7.4178E+01	1.3246E+01				
PU-239	9.3992E-07	8.5511E-08	5.5676E-07	1.5737E-07	2.4514E+03	6.9291E+02				
PU-240	1.8417E-07	4.2570E-08	6.1182E-11	2.3855E-11	2.6939E-01	1.0503E-01				
PU-241	5.7082E-08	1.9417E-08	2.0494E-08	9.9143E-09	9.0236E+01	4.3653E+01				
PU-242	6.6684E-09	3.2078E-09	7.2419E-13	4.2185E-13	3.1867E-03	1.8574E-03				
AM-243	1.9935E-10	1.1386E-10	1.4699E-14	8.8281E-15	6.2470E-05	3.7519E-05				
XE-135	5.6067E-11	-1.8134E-12								
SM-149	8.3106E-10	-2.6434E-11								
NSFP-3	0.0	0.0								
NSFP-5	4.5713E-06	6.4454E-07								
NSFP-9	8.3884E-07	2.3711E-07								
NSFP-1	3.0875E-08	1.4937E-08								
SSFP-3	0.0	0.0								
SSFP-5	1.1959E-06	1.7008E-07								
SSFP-9	1.8628E-07	5.6637E-08								
SSFP-1	5.7306E-09	3.0004E-09								
RSFP-3	0.0	0.0								
RSFP-5	1.8927E-09	-2.3021E-10								
RSFP-7	3.9573E-10	4.6675E-11								
RSFP-1	2.0465E-11	8.6593E-12								
B-10	0.0	0.0								
TOTAL			3.5798E-06	5.9065E-07	1.5302E+04	2.5358E+03	4.7215E-01	7.7902E-02	1.6706E-02	2.7564E-03

* TWO GROUP CONSTANTS

FAST FLUX= 4.0522E+06 D COEF.= 1.3013E+00 TOTAL= 3.0909E-01 ABSORP.= 7.9587E-04 FISSION= 7.3210E-05
 NU FIS.= 1.8723E-04 REMOVAL= 2.8639E-03 VELOCITY = 1.8493E+07
 THERMAL FLUX= 1.3746E+13 D COEF.= 9.2412E-01 TOTAL= 3.7733E-01 ABSORP.= 3.4047E-03 FISSION= 1.9527E-03
 NU FIS.= 5.0020E-03 VELOCITY = 3.5308E+05

XFLUX 1= 4.0522E+13 XFLUX 2= 3.2716E+13 FAST FISS. GAIN= 5.1158E-02 RESO. ESCAPE PRO.= 7.8254E-01 THE. ETA+F= 1.4692E+00

* EXISTENTION AND COMPOSITION

FOR INITIAL TOTAL HEAVY METAL TH-TOTAL= 0.0 U-TOTAL= 9.813E+02 PU-TOTAL= 4.867E+00
 URANIUM U-235 = 2.087E+01 PU-239 = 4.006E+00 PU-240 = 6.666E-01 PU-241 = 1.781E-01 PU-242 = 1.643E-02
 PU-FISS.= 4.184E+00 PU-TOTAL= 4.867E+00

CONTINUE